

**Untersuchung des symmetrischen Zerfalls hoch angeregter
Zustände von ^{24}Mg nach inelastischer Schwerionenstreuung**

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der Abteilung für Physik
und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von

STEPHAN LAWITZKI
aus München

Bochum 1986 ~~5~~



**Untersuchung des symmetrischen Zerfalls hoch angeregter
Zustände von ^{24}Mg nach inelastischer Schwerionenstreuung**

DISSERTATION

zur

**Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der Abteilung für Physik
und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum**

von

**STEPHAN LAWITZKI
aus München**

Bochum 1986

Dissertation eingereicht am: 29.12.1986
Tag der mündlichen Prüfung: 11.02.1987
Referent: Prof. Dr. B. Gonsior
Korreferent: Prof. Dr. H. Frelesleben

Inhalt

Seite

Zusammenfassung	III
1 Einleitung	1
2 Theoretische Grundlagen	9
2.1 Die CC-Methode	10
2.2 Summenregeln	14
2.3 Winkelkorrelationen	17
2.4 Statistisches Modell und Verzweigungsverhältnisse	20
3 Experimenteller Aufbau und Durchführung der Messungen	23
3.1 Das Prinzip der Messung	23
3.2 Der ^{16}O -Strahl	26
3.3 Die ^{24}Mg -Targets	27
3.4 Das Nachweissystem	29
3.4.1 Der Magnetspektrograph	30
3.4.2 Mechanischer Aufbau in der Streukammer	33
3.5 Elektronische Aufbereitung der Detektorsignale und Datenerfassung	37
3.6 Durchführung der Messungen	43
3.6.1 Messung der elastischen und inelastischen Streuung von ^{16}O an ^{24}Mg	44
3.6.2 Messung des Zerfalls von ^{24}Mg in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$	45

4	Datenauswertung	47
4.1	Analyse der Daten des Fokalebenendetektors	47
4.1.1	Isolierung der gestreuten ^{16}O -Kerne	48
4.1.2	Energiespektren der ^{16}O -Kerne	50
4.2	Analyse der Koinzidenzdaten	53
4.2.1	Teilchenidentifikation in den Koinzidenzdetektoren	53
4.2.2	Betrachtung des Zerfalls von ^{24}Mg in leichte Teilchen	54
4.2.3	Isolierung der Ereignisse aus dem Zerfall von ^{24}Mg in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$	59
4.3	Berechnung der Koinzidenzraumwinkel	67
4.4	Berechnung der Wirkungsquerschnitte	70
5	Experimentelle Ergebnisse und Diskussion	75
5.1	Winkelverteilungen der elastischen und inelastischen Streuung von ^{16}O an ^{24}Mg	75
5.1.1	Darstellung der experimentellen Ergebnisse	75
5.1.2	Berechnung der Winkelverteilungen mit der CC-Methode	77
5.2	Der Zerfall von ^{24}Mg in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$	81
5.2.1	Gemessene Wirkungsquerschnitte für den Zerfall von ^{24}Mg in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$	82
5.2.2	Winkelkorrelationen	86
5.2.3	Summenregel und Verzweigungsverhältnisse	88
5.2.4	Vergleich mit anderen Messungen	95
5.3	Abschließende Diskussion und Ausblick	99
	Anhang	102
	Literaturverzeichnis	105

Zusammenfassung

Ausgehend von der Frage, ob es einen Zusammenhang zwischen den im $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -System beobachteten Resonanzstrukturen und Zuständen des ^{24}Mg -Kerns gibt, wurde in dieser Arbeit der Zerfall hoch angeregter Zustände von ^{24}Mg in den Ausgangskanal $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ nach inelastischer Streuung von ^{16}O -Ionen mit $E(^{16}\text{O}) = 290 \text{ MeV}$ untersucht. Die Messungen wurden am "Kernfysisch Versneller Instituut" (KVI) in Groningen (NL) durchgeführt. Der sehr kleine Wirkungsquerschnitt für den nachzuweisenden Zerfallsprozeß erforderte eine komplexe, für das durchgeführte Experiment optimierte Meßanordnung. In einer Dreifach-Koinzidenz wurden der gestreute ^{16}O -Kern und beide ^{12}C -Kerne nachgewiesen.

Der Nachweis der gestreuten ^{16}O -Kerne erfolgte in der Fokalebene des Groninger Magnetspektrographen QMG/2 bei einem Streuwinkel $\vartheta_{\text{Lab}} = 5^\circ$. Der Zerfall wurde gleichzeitig unter zwei verschiedenen Winkeln $\vartheta_c \approx 0^\circ$ und $\vartheta_c \approx 40^\circ$ (im Schwerpunktsystem des $^{24}\text{Mg}^*$ -Rückstoßkerns) gemessen. Wegen der geringen Energien der ^{12}C -Kerne (bis herab zu ca. $0,5 \text{ MeV}$) mußte ihrem Nachweis besondere Sorgfalt gewidmet werden. Für die mehr in Rückstoßrichtung des $^{24}\text{Mg}^*$ -Kerns emittierten ^{12}C -Kerne erfolgte der Nachweis mit zwei Detektorteleskopen aus ΔE -Ionisationskammer und E_{Rest} -Oberflächensperrschichtdetektor; eine Teilchenidentifikation war auf diese Weise möglich. Die zugehörigen ^{12}C -Kerne wurden mit Oberflächensperrschichtdetektorteleskopen nachgewiesen.

Zur Bestimmung von Modellparametern, die für theoretische Abschätzungen erforderlich sind, wurden zusätzlich Winkelverteilungen der elastischen Streuung von ^{16}O an ^{24}Mg und der inelastischen Streuung zum 2^+ -Zustand bei $E_x(^{24}\text{Mg}) = 1,369 \text{ MeV}$ mit $E(^{16}\text{O}) = 320 \text{ MeV}$ zwischen $\vartheta_{\text{Lab}} = 4^\circ$ und $\vartheta_{\text{Lab}} = 15^\circ$ sowie mit $E(^{16}\text{O}) = 290 \text{ MeV}$ zwischen $\vartheta_{\text{Lab}} = 4^\circ$ und $\vartheta_{\text{Lab}} = 7^\circ$ in Schritten von jeweils $0,5^\circ$ gemessen. Im Rahmen von "Coupled-Channels"-Rechnungen konnte ein Satz Potentialparameter bestimmt werden, mit dem sich die experimentell bestimmten Winkelverteilungen gut beschreiben lassen.

Die geringe Anzahl nachgewiesener Zerfallsprozesse erlaubt nur wenige Aussagen über mögliche Strukturen in den Anregungsenergiespektren. Es werden Annahmen über den Spin der zerfallenden Zustände diskutiert und sowohl der beobachtete Anteil an der isoskalaren elektrischen Summenregel wie auch energiegemittelte Verzweungsverhältnisse abgeschätzt. Die Höhe der aus dem Experiment ermittelten Verzweungsverhältnisse wird weitgehend durch die Vorhersage des statistischen Modells beschrieben. Hohe nicht-statistische Komponenten können aufgrund der durchgeführten Experimente für Anregungsenergien unterhalb $E_x(^{24}\text{Mg}) = 30 \text{ MeV}$ ausgeschlossen werden.

1 Einleitung

Das System $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ ist seit der Entdeckung resonanzartiger Strukturen ¹⁻³⁾ in der Nähe der Coulombbarriere zum Gegenstand zahlreicher experimenteller und theoretischer Untersuchungen geworden. In den Anregungsfunktionen verschiedener Reaktionskanäle, einschließlich der inelastischen Streuung und der Fusion, wurde eine Vielzahl resonanzartiger Strukturen verschiedener Breite gefunden. Zusammenfassungen über die vielfältigen auf diesem Gebiet durchgeführten Untersuchungen wurden z.B. von Bromley ⁴⁾ oder Erb und Bromley ⁵⁾ gegeben. Bis heute ist jedoch noch nicht klar, ob die zu den beobachteten Strukturen gehörenden Kernkonfigurationen in einem Bezug zu Zuständen des ^{24}Mg -Kerns stehen. Als ein mögliches Bindeglied zwischen dem $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Kanal und niedrig liegenden Zuständen des ^{24}Mg -Kerns kommt die Quadrupol-Riesenresonanz in Frage. So wurde von Lemmer und Toepffer ⁶⁾ vorgeschlagen, die isoskalaren Quadrupol-Riesenresonanz-Anregungen von ^{24}Mg als "Doorway"-Zustände für die symmetrische Spaltung von ^{24}Mg und für die intermediären Strukturen der elastischen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ - Streuung anzusehen.

Eine Möglichkeit zur Untersuchung des genannten Problems bietet die Messung der symmetrischen Spaltung von ^{24}Mg in Anregungsenergiebereichen, die den beobachteten Strukturen im $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ - System entsprechen.

Bereits im Jahre 1963 berichtete Sherman ⁷⁾ über ein Experiment zur Photonen-induzierten Spaltung von ^{24}Mg in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. In diesem Experiment wurden sechs $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ - Ereignisse registriert, die möglicherweise aus dem Zerfall eines Zustandes bei etwa 23 MeV in ^{24}Mg stammten; die Interpretation der Meßergebnisse war jedoch unsicher. Einige weitere Experimente ⁸⁻¹¹⁾ verwendeten die inelastische Elektronenstreuung zur Anregung des ^{24}Mg -Kerns. Hierbei konnten relativ enge Strukturen um 20...22 MeV Anregungsenergie beobachtet werden. Ähnliche Strukturen wie in der Elektronenstreuung wurden auch bei der Untersuchung des Strahlungseinfangs $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma)^{24}\text{Mg}$ gesehen ¹¹⁻¹³⁾. Bei diesen Experimenten wurde der γ -Zerfall zum Grundzustand und zu den drei ersten angeregten Zuständen von ^{24}Mg betrachtet. Die meisten der beobachteten Strukturen wurden in allen hierbei untersuchten γ -Zerfallskanälen gefunden, zeigten jedoch keine klare Übereinstimmung mit den von anderen Reaktionskanälen her bekannten $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ - Resonanzen.

Sowohl bei den (e,e') -Experimenten wie auch bei den Untersuchungen des Strahlungseinfangs können im wesentlichen nur niedrige Spins ($I^\pi=0^+$, $I^\pi=2^+$) der zerfallenden Zustände beobachtet werden. Diese Einschränkung trifft nicht mehr auf Experimente zu, bei denen die inelastische Streuung von Nukleonen oder zusammengesetzten Teilchen zur Anregung des ^{24}Mg -Kerns verwendet wird. Die α -induzierte symmetrische Spaltung von ^{24}Mg wurde von Wilczynski et al. ¹⁴⁾ unter großen Streuwinkeln für die α -Teilchen untersucht. Die Ergebnisse dieser Messung deuteten auf mögliche große Verzweungsverhältnisse für den $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ - Kanal hin. Eine weitere Untersuchung ^{15,16)} befaßte sich mit der α -induzierten symmetrischen Spaltung von ^{24}Mg bei einem Streuwinkel $\theta_{\text{lab}} = 7,1^\circ$. Die dabei beobachteten Strukturen zeigten eine große Ähnlichkeit mit den Strukturen, die auch bei der Strahlungseinfang-Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\gamma)^{24}\text{Mg}$ gemessen wurden ¹³⁾. Hinweise auf einen höheren Spin als $I^\pi=2^+$ konnten bei allen genannten Messungen nicht festgestellt werden.

In dieser Arbeit wird der symmetrische Zerfall von ^{24}Mg nach inelastischer Streuung hochenergetischer ^{16}O -Ionen ($E(^{16}\text{O}) = 290 \text{ MeV}$) im Anregungsenergiebereich $E_x(^{24}\text{Mg}) \approx 20 \dots 50 \text{ MeV}$ untersucht. Die Verwendung des gegenüber einem α -Teilchen schweren Projektils sollte es erlauben, Zustände mit höherem Spin besser anzuregen. Die Coulombbarriere für den $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ - Zerfallskanal liegt bei $V_c \approx 6 \text{ MeV}$, dies entspricht einer Anregungsenergie $E_x(^{24}\text{Mg}) \approx 20 \text{ MeV}$. Diese Anregungsenergie liegt im Bereich der isoskalaren elektrischen Quadrupol-Riesenresonanz (GQR) des ^{24}Mg -Kerns. Im folgenden soll daher eine kurze Einführung in das Gebiet der Riesenresonanzen gegeben werden.

Riesenresonanzen sind eine Form kollektiver Anregungen eines Atomkerns. Erste Hinweise für das Auftreten solcher Resonanzen lieferten bereits 1937 die Experimente zum Kernphotoeffekt von Bothe und Gentner ¹⁷⁾. In einer theoretischen Arbeit schloß Migdal ¹⁸⁾ schon 1944 auf die Existenz einer Resonanz mit Dipolcharakter. Eine Bestätigung dieser Vorhersage lieferten 1947 die Experimente von Baldwin und Klaiber ^{19,20)}, bei denen im Photospaltungsquerschnitt schwerer Kerne eine starke Resonanz bei hohen Anregungsenergien (ca. $16 \dots 18 \text{ MeV}$) beobachtet wurde. Diese Dipol-Riesenresonanz (GDR) wurde bald danach durch eine große Anzahl verschiedener Experimente als eine gemeinsame Eigenschaft aller Atomkerne erkannt ^{21,22)}.

Eine theoretische Beschreibung der experimentell gefundenen Ergebnisse wurde zuerst von Goldhaber und Teller ²³⁾ und kurz darauf auch von Steinwedel und Jensen ²⁴⁾ im Rahmen eines hydrodynamischen Modells gegeben. In diesem Modell wird die Dipol-Riesenresonanz als eine kollektive Schwingung der Protonen gegen die Neutronen betrachtet. Dieses "makroskopische" Modell wurde im Laufe der Zeit auf verschiedene Weise erweitert; als Beispiele seien die Arbeiten von Danos und Greiner ²⁵⁾ (dynamisches kollektives Modell) und Myers et al. ²⁶⁾ genannt.

Die Möglichkeit der Existenz von Riesenresonanzen mit einer von L verschleierten Multipolarität wurde von Danos ²⁷⁾ bereits kurz nach der experimentellen Entdeckung der Dipol-Riesenresonanz diskutiert. Im Rahmen eines verallgemeinerten hydrodynamischen Modells, in dem Protonen und Neutronen mit jeweils aufwärts oder abwärts gerichtetem Spin als vier unabhängige Flüssigkeiten betrachtet werden, lassen sich die verschiedenen möglichen Schwingungsmoden untersuchen ²⁸⁾. Eine schematische Darstellung für die ersten drei Multipolaritäten ($L = 0, 1, 2$) ist in Abb. 1.1 gezeigt. Für jede Multipolarität sind vier Schwingungsmoden möglich. Die Moden, bei denen Protonen und Neutronen mit gleichem Spin in Phase schwingen, heißen "isoskalar". Hierbei gilt

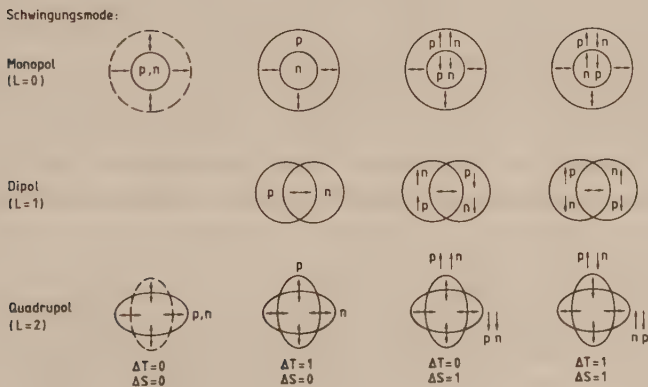


Abb. 1.1: Schematische Darstellung der zu den ersten drei Multipolaritäten gehörenden Schwingungsmoden der Riesenresonanzen

$\Delta T = 0$, wobei T die Isospin-Quantenzahl ist. Schwingen Protonen und Neutronen mit gleichem Spin gegenphasig ($\Delta T = 1$), so heißen die Moden "isovektoriell". Die Schwingungsmoden werden als "elektrisch" bezeichnet ($\Delta S = 0$), wenn Teilchen gleichen Typs und entgegengesetzten Spins in Phase schwingen. Schwingen Teilchen gleichen Typs und entgegengesetzten Spins gegeneinander, so heißen die Moden "magnetisch" ($\Delta S = 1$). Die in Abb. 1.1 nicht eingezeichnete isoskalare elektrische Dipol-Mode würde nur eine Vibration des Schwerpunktes der Nukleonen zur Folge haben; sie kann damit nicht zu einer Anregung des Kerns führen. Einen besonderen Fall stellt die isoskalare Monopol-Riesenresonanz (breathing-mode) dar, da ihre Anregungsenergie in direktem Bezug zur Kompressibilität der Kernmaterie steht ^{29,30}).

Eine Beschreibung der Riesenresonanzen ist auch in einem mikroskopischen Bild möglich (siehe z.B. Bertrand ^{31,32}). Die Riesenresonanzen werden dabei als eine kohärente Überlagerung von 1 Teilchen-1 Loch-Anregungen betrachtet. Im Oszillator-Schalenmodell beträgt der Abstand der ungestörten Hauptschalen $\hbar\omega \approx 41 A^{-1/3}$ MeV, wobei A die Massenzahl ist; die Parität wechselt von Hauptschale zu Hauptschale. Im Rahmen dieses Modells können Riesenresonanzen als Einteilchen-Übergänge zwischen den Hauptschalen betrachtet werden, wobei die Kollektivität eines Übergangs durch Einführung einer Teilchen-Loch-Restwechselwirkung berücksichtigt wird. Diese Wechselwirkung ist im Falle der isoskalaren Übergänge attraktiv, im Falle der isovektoriellen Übergänge repulsiv und führt zu starken Energieverschiebungen gegenüber dem ungestörten Fall. Die Auswahlregeln lassen für eine gegebene Multipolarität L Anregungen bis zu $L\hbar\omega$ zu, die Parität eines Übergangs ist durch $(-1)^L$ gegeben. Die Rechnungen im mikroskopischen Bild sind sehr aufwendig, sie werden meist im Rahmen der RPA (Random Phase Approximation) durchgeführt. Bei realistischen Rechnungen werden häufig auch $(2p-2h)$ -Anregungen berücksichtigt.

Die folgenden Betrachtungen werden sich überwiegend auf die isoskalare elektrische Quadrupol-Riesenresonanz (GQR) beziehen. Diese Riesenresonanz wurde zuerst in der inelastischen Elektronenstreuung ^{33,34} und in der inelastischen Protonenstreuung ³⁵ entdeckt; sie kann heute als die am besten untersuchte isoskalare Resonanz betrachtet werden. Für einen Überblick über die zahlreichen Untersuchungen, die auf diesem Gebiet durchgeführt wurden, sei auf die zusammenfassenden Beschreibungen von Satchler ³⁶, Bertrand ^{31,32} sowie

Speth und van der Woude³⁷⁾ verwiesen. Die Anregung der Riesenresonanzen erfolgte auf unterschiedliche Weise; es wurde sowohl die elektromagnetische Wechselwirkung bei Experimenten zur Photoabsorption, zum Strahlungseinfang oder zur inelastischen Elektronenstreuung wie auch die starke Wechselwirkung bei Hadronen-Streuxperimenten ausgenutzt. Die meisten Untersuchungen der GQR erfolgten durch inelastische α -Streuung. Der Vorteil bei Verwendung von α -Teilchen (oder anderen spinlosen Teilchen) liegt darin, daß bei ihrer Streuung überwiegend nur isoskalare Moden angeregt werden können.

Bisher wenig untersucht ist die Anregung von Riesenresonanzen durch schwere Ionen. Der Grund dafür liegt vermutlich in der geringen Anzahl der Laboratorien, die Schwerionenstrahlen ($A > 4$) mit ausreichenden Energien zur Verfügung stellen können. Man erwartet bei Verwendung von Schwerionenstrahlen ein besseres Verhältnis zwischen Resonanz und Kontinuum, da nicht-resonante Prozesse (knock-out, quasifreie Streuung) hierbei an Bedeutung verlieren. Weiterhin besteht die Hoffnung, Multipolresonanzen mit größerem L aufgrund der dafür besseren Drehimpulsanpassung stärker anregen zu können³⁷⁾. Einige mit schweren Ionen durchgeführte Experimente³⁸⁻⁴³⁾ haben bewiesen, daß die Riesenresonanzen auch dabei beobachtet werden können; die gemessenen Spektren sind jedoch teilweise schwer zu deuten. Im Gegensatz zu den Experimenten mit α -Strahlen ist hier auch die Projektilanregung möglich. Außerdem ist der Anteil der Coulomb-Anregung nicht mehr vernachlässigbar. Von Sjoren et al.⁴³⁾ wurde gezeigt, daß der Wirkungsquerschnitt für die Anregung der Riesenresonanzen mit der Strahlenergie deutlich anwächst. Bei Strahlenergien von 21,9 und 25 MeV pro Nukleon konnten die Autoren gute Meßergebnisse erzielen.

Aus der Vielzahl der durchgeführten Experimente ließen sich einige Systematiken für die isoskalare elektrische Quadrupol-Riesenresonanz ableiten. Für Kerne mit $A > 40$ beträgt die Resonanzenergie $E_x \approx 63 A^{-1/3}$ MeV. Ein großer Teil der Resonanzstärke ist in einer kompakten Struktur vereint und beträgt ca. 50...100 % der EWSR (Energy Weighted Sum Rule). Die Breite dieser Struktur steigt von ca. 3 MeV in ^{208}Pb auf etwa 6 MeV in ^{40}Ca .

In Kernen mit $A \leq 40$ bietet die GQR ein anderes Erscheinungsbild. Zu leichten Kernen hin zunehmend ist die Resonanzstärke über einen weiten Energiebereich fragmentiert. Der Schwerpunkt der Fragmente liegt meist bei kleineren

Anregungsenergien als $E_x \approx 63 A^{-1/3}$ MeV. Bereits in ^{40}Ca sind erste Anzeichen einer Fragmentierung erkennbar ⁴⁴⁾. Verschiedene Experimente ⁴⁴⁻⁵³⁾, die sich mit der Untersuchung der GQR in leichten Kernen befaßten, kamen allerdings zu unterschiedlichen Ergebnissen; so wurde in einem Teil der Experimente die Fragmentierung der GQR-Stärke gar nicht oder nur als Überlagerung auf einer breiten Struktur beobachtet. Ein Grund für die unterschiedlichen Beobachtungen ist in der für diesen Zweck vielfach nicht ausreichenden Energieauflösung zu finden.

Ein tieferer Einblick in die den Riesenresonanzen zugrundeliegende Kernstruktur läßt sich erst durch Untersuchung ihrer Zerfallseigenschaften ^{37, 54, 55)} gewinnen. Die Anregungsenergien liegen bei den meisten Riesenresonanzen oberhalb der Teilchenschwelle, der Zerfall geschieht daher hauptsächlich durch Teilchenemission. Beim Zerfall der isoskalaren elektrischen Quadrupol-Riesenresonanz im Bereich leichter Kerne ($A < 40$) überwiegt der Zerfall in geladene Teilchen (p und α) gegenüber der Neutronen- und γ -Emission. Zur experimentellen Untersuchung der Zerfallseigenschaften sind Koinzidenzexperimente erforderlich, bei denen inelastisch gestreute Teilchen in Koinzidenz mit emittierten Teilchen nachgewiesen werden. Die Analyse der Winkelkorrelation der Teilchen läßt in der Regel eine wesentlich genauere Aussage über die Multipolarität der beobachteten Resonanzstrukturen zu, als es bei der Untersuchung von Winkelverteilungen, die in inklusiven Messungen aufgenommen wurden, möglich ist.

Die Zerfallseigenschaften der Riesenresonanzen spiegeln sich in der Gesamtbreite Γ wider, die in inklusiv gemessenen Spektren beobachtet wird. Diese Breite setzt sich aus verschiedenen Anteilen zusammen:

$$\Gamma = \Gamma \uparrow + \Gamma \downarrow + \Delta \Gamma \quad (1.1)$$

$\Gamma \uparrow$ (escape width) ist der Anteil der Breite aufgrund der Kopplung des $(1p-1h)$ -Modellzustandes (Doorway-Zustand der Riesenresonanz) an das Kontinuum, aus dem heraus direkte Teilchenemission möglich ist, während $\Gamma \downarrow$ (spreading width) den Anteil der Breite aufgrund der Mischung des $(1p-1h)$ -Zustandes mit komplexeren Teilchen-Loch-Konfigurationen ($2p-2h \dots np-nh$) bezeichnet. Ein weiterer Anteil $\Delta \Gamma$ ergibt sich daraus, daß der aufgrund von Restwechselwirkungen intrinsisch kollektive $(1p-1h)$ -Zustand bei realistischen Betrachtungen

tungen kein einzelner Zustand mehr ist, sondern energetisch in mehrere Teile aufgespalten ist. Wenn $\Gamma_{\downarrow}$ den größten Beitrag zur Gesamtbreite liefert, kann der Zerfall als statistisch angesehen werden und ist mit dem Zerfall eines Compoundkerns vergleichbar; man erwartet dann ein Verdampfungsspektrum für die emittierten Teilchen. Überwiegt hingegen der Anteil durch $\Gamma_{\uparrow}$, so handelt es sich um einen mehr direkten Prozeß. Die Analyse der Zerfallsspektren ermöglicht eine Aussage über das Verhältnis $\Gamma_{\uparrow}/\Gamma_{\downarrow}$.

Aus verschiedenen Experimenten ⁵⁶⁻⁶⁴⁾, die die Untersuchung des Zerfalls der GQR in Kernen im Bereich $16 \leq A \leq 40$ zum Gegenstand hatten, lassen sich einige zusammenfassende Aussagen ableiten. So wurden für den α -Zerfall von ^{16}O , ^{20}Ne und ^{24}Mg starke nicht statistische Komponenten beobachtet. Ein Hinweis auf dieses Verhalten ergab sich bereits aus früheren Experimenten zum (α, γ) -Strahlungseinfang in ^{24}Mg und ^{26}Mg ^{65, 66)}. Das Verhältnis zwischen der Stärke des α -Zerfalls und der Stärke des p-Zerfalls nimmt von etwa 5 in ^{16}O über etwa 3 in ^{24}Mg zu etwa 0,3 in ^{40}Ca ab. Dieses Verhalten läßt sich im wesentlichen durch Betrachtung der effektiven Schwellen (unter Berücksichtigung der Coulombbarriere) für die verschiedenen Teilchenzerfälle erklären. Die Messungen der Winkelkorrelationen des α_0 -Kanals bestätigten die $L = 2$ Multipolarität der angeregten Resonanzen, jedoch wurde meist eine starke Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie bezüglich der Symmetrieachse des Zerfalls beobachtet. Dies deutet möglicherweise auf Zustände mit negativer Parität (z.B. 3^-) hin, die mit den 2^+ -Zuständen überlappen.

Einige Zerfallskanäle des bei den Messungen dieser Arbeit verwendeten ^{24}Mg -Targetkerns sind in Abb. 1.2 in einem Q-Wert-Diagramm eingezeichnet. Wie bereits im vorangehenden Text erläutert wurde, überwiegt in einem Kern wie ^{24}Mg der Zerfall durch α -Teilchen und Protonen. Der Anteil der erwarteten Zerfallsstärke für den $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Kanal ist daher nur sehr klein. Dies bestätigen auch die Experimente zur α -induzierten symmetrischen Spaltung von ^{24}Mg ¹⁴⁻¹⁶⁾. Der experimentelle Aufbau muß daher speziell zur Messung dieses Ausgangskanals optimiert werden.

Im zweiten Kapitel dieser Arbeit werden einige theoretische Grundlagen beschrieben, soweit sie zum Verständnis der durchgeführten Rechnungen erforderlich sind. Das dritte Kapitel befaßt sich mit dem verwendeten experimen-

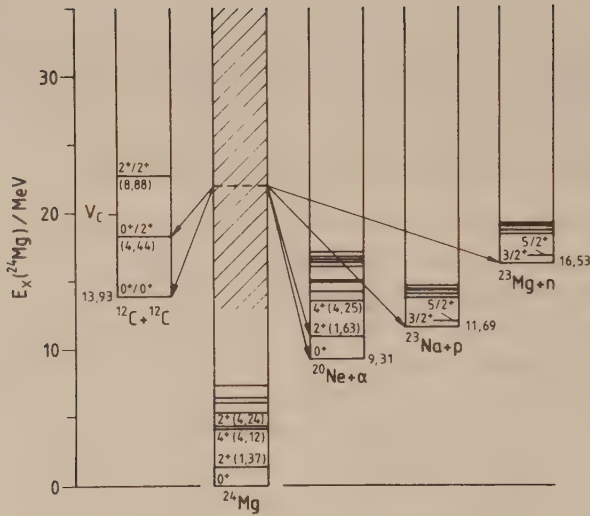


Abb. 1.2: *Q-Wert-Diagramm einiger Zerfallskanäle von ^{24}Mg . Die Coulombbarriere $V_c \approx 6 \text{ MeV}$ des $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ - Systems ist ebenfalls in das Diagramm eingezeichnet. Die Anregungsenergien E_x/MeV einiger Zustände der betrachteten Kerne sind in Klammern angegeben.*

tellen Aufbau und beschreibt die Durchführung der Messungen. Außer dem Zerfall von ^{24}Mg in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ wurden auch Winkelverteilungen für die elastische und inelastische Streuung von ^{16}O an ^{24}Mg gemessen. Aus der Analyse dieser Winkelverteilungen lassen sich die für theoretische Abschätzungen erforderlichen Potentialparameter gewinnen. Im vierten Kapitel wird die sehr komplexe Datenauswertung erläutert, und im fünften Kapitel werden schließlich die Ergebnisse der Messungen gezeigt und diskutiert.

2 Theoretische Grundlagen

Die Beschreibung der zur Anregung des Targetkerns führenden inelastischen Streuung erfolgt in den meisten Fällen entweder mit der DWBA (Distorted Waves Born Approximation) oder mit der CC-Methode (Coupled Channels). Beide Methoden können im allgemeinen zur Analyse direkter Reaktionen verwendet werden, im Fall starker Kopplungen zwischen den einzelnen Kanälen ist die CC-Methode meist besser geeignet. Eine Reaktion wird als "direkt" bezeichnet, wenn eine gute Überlappung zwischen den Wellenfunktionen im Eingangs- und Ausgangskanal besteht und nur wenige Freiheitsgrade berücksichtigt werden müssen. Diese Definition erfordert jedoch die Wahl eines geeigneten Modells. Auch die Anregung einer kollektiven Vibration ist damit ein direkter Prozeß, da zu ihrer Beschreibung bereits ein Freiheitsgrad in einem kollektiven Modell ausreichen kann. Benutzt man in diesem Fall das Schalenmodell, so ist der gleiche Prozeß nur durch eine Überlagerung vieler Teilchen-Loch-Anregungen möglich.

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Berechnungen der elastischen und inelastischen Streuung wurde die CC-Methode verwendet. Der bei dieser Methode erforderliche Formalismus wird in Abschnitt 2.1 kurz erläutert; für eine umfassende Darstellung muß jedoch auf weiterführende Literatur ⁶⁷⁻⁶⁹ verwiesen werden.

Die Stärke isoskalarer Übergänge kann weitgehend modellunabhängig durch die isoskalare energiegewichtete Summenregel (EWSR) beschrieben werden. Die Definition der EWSR und die Methode ihrer Berechnung werden in Abschnitt 2.2 vorgestellt.

Bei der Untersuchung der Zerfallseigenschaften eines angeregten Kerns können die Winkelkorrelationen zwischen den inelastisch gestreuten Teilchen und den Zerfallsteilchen Informationen über die Multipolarität der angeregten Zustände geben. Die möglichen Formen der Winkelkorrelationen werden in Abschnitt 2.3 diskutiert.

Abschnitt 2.4 befaßt sich schließlich mit der Abschätzung von Verzweigungsverhältnissen, die sich unter der Annahme ergeben, daß der hoch angeregte Targetkern statistisch zerfällt.

2.1 Die CC-Methode

Die totale Wellenfunktion Ψ eines Systems zweier Teilchen (a + A) kann in einen vollständigen orthonormalen Satz von Wellenfunktionen ψ_α interner Zustände α entwickelt werden:

$$\Psi = \sum_{\alpha} \xi_{\alpha}(\mathbf{r}_{\alpha}) \psi_{\alpha}(\mathbf{x}_{\alpha}) \quad (2.1)$$

In dieser Formel bezeichnet $\mathbf{x}_{\alpha}$ die internen Variablen des Systems und $\mathbf{r}_{\alpha}$ die Relativkoordinaten der Massenschwerpunkte der Teilchen a und A. Die Koeffizienten $\xi_{\alpha}(\mathbf{r}_{\alpha})$ beschreiben die Relativbewegung der Kerne a und A, falls sich diese in den durch ψ_{α} beschriebenen Zuständen befinden. Die internen Wellenfunktionen sind orthogonal:

$$\langle \psi_{\alpha} | \psi_{\alpha'} \rangle = \int \psi_{\alpha}^*(\mathbf{x}_{\alpha}) \psi_{\alpha'}(\mathbf{x}_{\alpha}) d\mathbf{x}_{\alpha} = \delta_{\alpha\alpha'} \quad (2.2)$$

Die Funktionen ψ_{α} sind Eigenfunktionen der internen Hamilton-Operatoren H_{α} mit den Eigenenergien ε_{α} :

$$H_{\alpha} \psi_{\alpha} = \varepsilon_{\alpha} \psi_{\alpha} \quad (2.3)$$

Die totale Wellenfunktion Ψ des Systems ist Lösung der Schrödinger-Gleichung:

$$(E - \mathcal{H}) \Psi = 0 \quad (2.4)$$

Hierbei ist E die Gesamtenergie und $\mathcal{H}$ der Hamilton-Operator des Systems, wobei gilt:

$$\mathcal{H} = H_{\alpha} + T_{\alpha} + V_{\alpha} \quad (2.5)$$

T_{α} ist der Operator der kinetischen Energie und $V_{\alpha} = V_{\alpha}(\mathbf{r}_{\alpha}, \mathbf{x}_{\alpha})$ das Wechselwirkungspotential zwischen den beteiligten Kernen. Nach Einsetzen der in (2.1) gegebenen Form der Wellenfunktion in die Schrödinger-Gleichung (2.4), Multiplikation von der linken Seite mit ψ_{α}^* , Integration über $\mathbf{x}_{\alpha}$ und Anwendung der in (2.2) gegebenen Orthogonalitätsrelation erhält man:

$$[(E - \varepsilon_\alpha) - T_\alpha - \langle \alpha | V_\alpha | \alpha \rangle] \xi_\alpha(r_\alpha) = \sum_{\alpha' \neq \alpha} \langle \alpha | V_\alpha | \alpha' \rangle \xi_{\alpha'}(r_\alpha) \quad (2.6)$$

Die Matricelemente für die Wechselwirkung werden beschrieben durch:

$$\langle \alpha | V_\alpha | \alpha' \rangle = \int \psi_\alpha^*(x_\alpha) V_\alpha(r_\alpha, x_\alpha) \psi_{\alpha'}(x_\alpha) dx_\alpha = V_{\alpha\alpha'}(r_\alpha) \quad (2.7)$$

Sie sind damit nur noch Funktionen von r_α . Gleichung (2.6) stellt einen Satz aus unendlich vielen gekoppelten Gleichungen dar, denn die Summation über α bedeutet eine Summation über alle gebundenen und ungebundenen Zustände der Kerne a und A .

Die Lösung eines Gleichungssystems, wie es durch (2.6) gegeben ist, ist in der Praxis nicht möglich; man muß die Anzahl N der Gleichungen daher beschränken. Eine solche Beschränkung ist äquivalent zur Verwendung von N Termen in der in (2.1) gegebenen Entwicklung der Wellenfunktion. Die Auswahl der Terme richtet sich nach den physikalischen Gegebenheiten. Man kann nun eine Modell-Wellenfunktion Ψ_{Modell} definieren:

$$\Psi_{\text{Modell}} = \sum_\alpha u_\alpha(r_\alpha) \psi_\alpha(x_\alpha) \quad (2.8)$$

In diesem Fall wird nur noch über eine begrenzte Anzahl N von Zuständen summiert. u_α übernimmt hier die Rolle der ξ_α aus Gleichung (2.1), ist jedoch von diesen verschieden.

Die Beschränkung auf N Terme führt dazu, daß sogenannte effektive Hamilton-Operatoren und effektive Wechselwirkungen benutzt werden müssen. Die verwendeten Wechselwirkungspotentiale sind in der Regel komplex, um den absorbierten Fluß in die nicht betrachteten Kanäle berücksichtigen zu können.

Mit der oben genannten Beschränkung ergibt sich ein endlicher Satz von gekoppelten Gleichungen:

$$[(E - \varepsilon_\alpha) - T_\alpha - \langle \alpha | V_\alpha | \alpha \rangle] u_\alpha(r_\alpha) = \sum_{\alpha' \neq \alpha} \langle \alpha | V_\alpha | \alpha' \rangle u_{\alpha'}(r_\alpha) \quad (2.9)$$

V_α stellt in diesem Fall die effektive Wechselwirkung dar. Die Lösung des durch (2.9) gegebenen Gleichungssystems erfordert einen sehr umfangreichen mathematischen Formalismus. Bereits mit $N=2$ können sich bei der Streuung hochenergetischer schwerer Ionen nach Partialwellenzerlegung einige hundert gekoppelte Partialwellen-Gleichungen ergeben.

Der Wirkungsquerschnitt für die inelastische Streuung ($\alpha \rightarrow \alpha'$) berechnet sich nach der Formel:

$$\frac{d\sigma_{\alpha'\alpha}}{d\Omega}(\theta) = \sum \frac{1}{(2I_\alpha+1)(2I_\alpha+1)} |A_{\alpha' M'_\alpha M'_\alpha, \alpha M_\alpha M_\alpha}(\theta, \phi)|^2 \quad (2.10)$$

Hierbei sind I_α und I_α die Spins von Projektil und Target, entsprechend M_α und M_α die zugehörigen z-Komponenten. M'_α und M'_α sind die z-Komponenten der Spins in den Endzuständen von Projektil und Target. Die Summation läuft über $M_\alpha, M_\alpha, M'_\alpha$ und M'_α . A ist die Streuamplitude für einen gegebenen Ausgangskanal. Für ein vorgegebenes Potential und unter Berücksichtigung von Randbedingungen für das asymptotische Verhalten der Wellenfunktion läßt sie sich nach Lösung des gekoppelten Gleichungssystems (2.9) berechnen.

Für den Spezialfall der elastischen Streuung ($\alpha' = \alpha$) muß noch die Coulomb-Streuamplitude f_c addiert werden:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\alpha\alpha}}{d\Omega}(\theta) = \sum \frac{1}{(2I_\alpha+1)(2I_\alpha+1)} \\ \cdot |f_c(\theta) \delta_{M'_\alpha M_\alpha} \delta_{M'_\alpha M_\alpha} + A_{\alpha M'_\alpha M'_\alpha, \alpha M_\alpha M_\alpha}(\theta, \phi)|^2 \end{aligned} \quad (2.11)$$

Die CC-Rechnungen dieser Arbeit wurden mit dem Programm ECIS79^{70,71)} durchgeführt. Dieses Programm verwendet zur Lösung des gekoppelten Gleichungssystems die Methode der sequentiellen Iteration (ECIS: Equations Couplées en Itérations Séquentielles). Der bei Schwerionen-Streuung an Bedeutung gewinnende Anteil der Coulomb-Anregung wird bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte berücksichtigt.

Bei den durchgeführten Berechnungen wurden Potentiale mit Woods-Saxon-Formfaktor verwendet:

$$U(r) = -V f_v(r) - i W f_w(r) + V_c(r) \quad (2.12)$$

mit: $f_v(r) = [1 + \exp(\frac{r-R_v}{a_v})]^{-1}$

$$f_w(r) = [1 + \exp(\frac{r-R_w}{a_w})]^{-1}$$

Hierbei sind R_v und R_w die mittleren Radien der Potentiale und a_v sowie a_w die entsprechenden Randunschärfe-Parameter (diffuseness). V und W stellen die Potentialtiefen für Real- und Imaginärteil dar, und V_c ist das Coulombpotential. Für die Radien wurde die bei Schwerionen-Streuung übliche Definition $R_i = r_{oi} (A_a^{1/3} + A_A^{1/3})$ verwendet.

Die Anregungen des Targetkerns wurden im Rahmen des Vibrationsmodells, das eine Form eines kollektiven Modells darstellt, beschrieben^{67,72,73}. Hierzu müssen die in (2.12) gegebenen Potentiale deformiert werden. Dies geschieht dadurch, daß man zur Beschreibung der "Oberfläche" der Potentiale nicht mehr einen konstanten Radius, sondern eine von Θ und Φ abhängige Funktion verwendet:

$$R = R(\Theta, \Phi) = R_0 [1 + \sum_{LM} \alpha_{LM} Y_L^{M*}(\Theta, \Phi)] \quad (2.13)$$

Diese Gleichung gilt für $L \geq 2$ und ist sowohl beim Rotationsmodell wie auch beim Vibrationsmodell verwendbar. Im Rotationsmodell stellen die Parameter α_{LM} statische Deformationen dar, während sie im Vibrationsmodell als zeitlich oszillierende Funktionen betrachtet werden können. Y_L^M sind die Kugelflächenfunktionen. Setzt man eine entsprechende Form von Gleichung (2.13) anstelle der konstanten Radien R_v und R_w in Gleichung (2.12) ein, erhält man die deformierten Potentiale.

Bei Axialsymmetrie mit der z-Achse als Symmetrieachse gilt für das Rotationsmodell die Beziehung $\alpha_{LM} = \beta_L \delta_{M0}$ mit β_L als statischem Deformationsparameter. Gleichung (2.13) vereinfacht sich damit zu:

$$R(\Theta, \Phi) = R_0 [1 + \sum_L \beta_L Y_L^0(\Theta, \Phi)] \quad (2.14)$$

Im Vibrationsmodell kann man ebenfalls Parameter β_L einführen, sie stellen dann die quadratischen Mittelwerte der Deformationen für die Multipole L bezüglich des Grundzustands $|0\rangle$ dar, die sich aufgrund der durch α_{LM} beschriebenen Oszillationen ergeben:

$$\beta_L^2 = \langle 0 | \sum_M \alpha_{LM}^2 | 0 \rangle \quad (2.15)$$

Auf diese Weise lassen sich die Deformationen mit wenigen Parametern beschreiben. Für eine Quadrupoldeformation reicht beispielsweise ein zusätzlicher Parameter $\beta = \beta_2$ aus.

Die bei CC-Rechnungen erforderlichen Potentialparameter unterscheiden sich in der Regel von denen, die bei alleiniger Anpassung an die Daten elastischer Streuung gewonnen werden, denn bei CC-Rechnungen werden mehr Kanäle explizit berücksichtigt. Die für CC-Rechnungen erforderlichen Potentialparameter sind damit vom gewählten Modellraum (siehe Gleichung 2.8), d.h. von der Anzahl der berücksichtigten Kanäle abhängig.

2.2 Summenregeln

Summenregeln werden sehr häufig als Maß für die Stärke kollektiver Übergänge verwendet. Die linear energiegewichtete Summenregel (EWSR) ist hierfür besonders gut geeignet, da sie modellunabhängig ist, solange die Nukleon-Nukleon-Kräfte als nicht geschwindigkeitsabhängig betrachtet werden können.

Für eine ausführliche Darstellung des in diesem Kapitel beschriebenen Formalismus wird auf die Abhandlungen von Harakeh ⁷⁴⁾ und Bernstein ⁷⁵⁾ verwiesen. Im folgenden sollen nur isoskalare elektrische Übergänge betrachtet werden. Die Summenregel für solche Übergänge mit der Multipolarität L ist definiert durch:

$$S = \sum_f E_f B(IS L, i \rightarrow f) \quad (2.16)$$

Hierbei wird über alle erreichbaren Endzustände f mit der Anregungsenergie E_f und der Multipolarität L summiert. $B(IS\ L, i \rightarrow f)$ ist die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit:

$$B(IS\ L, i \rightarrow f) = \sum_{M, M_f} |\langle \psi_f | O^{LM} | \psi_i \rangle|^2 \quad (2.17)$$

M_f ist die z-Komponente des Endzustand-Spins. Der isoskalare Multipoloperator ist für $L \geq 2$ gegeben durch:

$$O^{LM} = \frac{Z}{A} \sum_k r_k^L Y_L^M(\theta_k, \phi_k) \quad (2.18)$$

In dieser Gleichung wird über alle Nukleonen ($k = 1 \dots A$) summiert. Für die EWSR ergibt sich für $L \geq 2$ damit die Beziehung ^{74, 75}:

$$S = \sum_f E_f B(IS\ L, i \rightarrow f) = \frac{\hbar^2}{8\pi m} L(2L+1)^2 \frac{Z^2}{A} \langle r^{2L-2} \rangle \quad (2.19)$$

Dabei ist m die Nukleonenmasse. Der Faktor $\langle r^{2L-2} \rangle$ hängt von Annahmen über die Grundzustand-Massenverteilung ab. Im einfachsten Fall kann man eine gleichförmige Massenverteilung mit einem Radius $R = 1,2 A^{1/3}$ fm annehmen. Mit der dann geltenden Beziehung ⁷⁴) $\langle r^L \rangle = 3 R^L / (3+L)$ läßt sich S leicht berechnen. Eine realistischere Annahme ist eine Fermi-Verteilung mit einem Radius-Parameter $R = (1,115 A^{1/3} - 0,53 A^{-1/3})$ fm und einem Randunschärfe-Parameter $a = 0,568$ fm. Die letztgenannte Beziehung wurde bei den durchgeführten Berechnungen der Summenregelstärke S verwendet.

Um den im Experiment beobachteten Anteil S_b der Summenregel S bestimmen zu können, muß eine Beziehung zwischen dem gemessenen Wirkungsquerschnitt und der sich daraus ergebenden reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit hergestellt werden. Ausgehend von Gleichung (2.17) läßt sich folgende Umformung durchführen:

$$\begin{aligned}
 B(IS\ L, i \rightarrow f) &= \sum_{M_i, M_f} \langle I_i M_i L M | I_f M_f \rangle^2 |\langle \psi_f \| O^L \| \psi_i \rangle|^2 \\
 &= \frac{2I_f+1}{2I_i+1} |\langle \psi_f \| O^L \| \psi_i \rangle|^2 = \frac{2I_f+1}{2I_i+1} |M(IS\ L, i \rightarrow f)|^2
 \end{aligned}
 \quad (2.20)$$

I_i und I_f sind die Spins der Anfangs- bzw. Endzustände und M_i bzw. M_f die zugehörigen z-Komponenten. $M(IS\ L, i \rightarrow f)$ ist das reduzierte Übergangsmatrixelement, es gilt für $L \geq 2$:

$$M(IS\ L, i \rightarrow f) = Z \int q_{fi}^L r^{L+2} dr \quad (2.21)$$

Dabei ist q_{fi}^L die Übergangsdichte für einen Übergang ($i \rightarrow f$) mit der Multipolarität L . Für eine Oberflächenschwingung, wie sie mit Formel (2.13) aus Abschnitt 2.1 beschrieben wird, läßt sich die Übergangsdichte auf folgende Weise beschreiben:

$$q^L(r) = - \frac{\beta_L R_0}{\sqrt{2L+1}} \frac{d}{dr} q_0(r) \quad (2.22)$$

β_L ist hier der durch Gleichung (2.15) definierte Deformationsparameter und q_0 die Grundzustandsdichteverteilung. Setzt man diese Verteilung in Formel (2.21) ein, so ergibt sich nach Integration:

$$M(IS\ L, i \rightarrow f) = \frac{Z \beta_L R_0 (L+2)}{4\pi \sqrt{2L+1}} \langle r^{L-1} \rangle \quad (2.23)$$

Bei bekanntem β_L und einer vorgegebenen Dichteverteilung $q_0(r)$ läßt sich das reduzierte Übergangsmatrixelement mit dieser Gleichung berechnen. Der beobachtete Anteil der Summenregel ergibt sich dann zu:

$$S_b = E_f \frac{2I_f+1}{2I_i+1} |M(IS\ L, i \rightarrow f)|^2 / S \quad (2.24)$$

S ist hierbei die durch Gleichung (2.19) bestimmbare Summenregel für eine gegebene Multipolarität L .

Die numerische Bestimmung der Parameter β_L erfolgte durch Anpassung von CC-Rechnungen an die experimentell gemessenen Wirkungsquerschnitte; β_L wurde bei diesen Rechnungen solange variiert, bis die Rechnungen die Abso-luthöhe der gemessenen Wirkungsquerschnitte wiedergaben. Zur Berechnung der reduzierten Matrixelemente mit Gleichung (2.23) wird die Größe $\langle r^{-1} \rangle$ benötigt. Eine sinnvolle Möglichkeit ergibt sich, wenn man diese Werte aus der Geome-trie des Realteils des verwendeten Potentials ableitet; dieses Verfahren wurde bei den durchgeführten Berechnungen der reduzierten Übergangsmatrixelemente verwendet. Die numerische Berechnung der isoskalaren EWSR-Stärken und der im Experiment gefundenen Anteile dieser Stärken wurde mit dem Programm BEL ⁷⁴⁾ durchgeführt.

An dieser Stelle soll noch auf ein Problem hingewiesen werden, das sich bei den CC-Rechnungen dadurch ergibt, daß Real- und Imaginärteil der verwen-de-ten Potentiale meist unterschiedlich sind. Es stellt sich dabei die Frage, in welcher Beziehung die zugehörigen Deformationsparameter $\beta_L^{(Re)}$ und $\beta_L^{(Im)}$ stehen sollten. Vielfach wird der Einfachheit halber $\beta_L^{(Re)} = \beta_L^{(Im)}$ gesetzt. Eine andere häufig verwendete Beziehung ist $\beta_L^{(Re)} R^{(Re)} = \beta_L^{(Im)} R^{(Im)}$; dies bedeutet konstante Deformationslänge $\beta_L R$. Bei den in dieser Arbeit durch-geführten CC-Rechnungen wurde, einem Vorschlag von Harakeh ⁷⁴⁾ folgend, $\beta_L^{(Im)}$ so gewählt, daß sich gleiche Anteile der jeweiligen EWSR-Stärke im Real- und Imaginärteil ergaben. Eine entsprechende Beziehung wurde auch für den Coulomb-Teil der Potentiale verwendet.

2.3 Winkelkorrelationen

Betrachtet man eine Reaktion der Form $A(a,a')A^*$ mit anschließendem Zerfall $A^* \rightarrow e + f$, so erlaubt die Untersuchung der Winkelkorrelation zwischen dem inelastisch gestreuten Projektil a' und einem Zerfallsteilchen e sehr häufig Rückschlüsse auf Spin und Parität des zerfallenden Zustandes A^* . Die Winkel-korrelation läßt sich allgemein durch folgende Formel beschreiben ⁷⁶⁾:

$$W(\theta, \phi) = \sum_{i,f} \left| \sum_n A(i \rightarrow n) A(n \rightarrow f) \right|^2 \quad (2.25)$$

Hierbei sind i und f die möglichen Anfangs- und Endzustände, $A(i \rightarrow n)$ ist die Übergangsamplitude für die Anregung eines Zwischenzustandes n und $A(n \rightarrow f)$ ist die Übergangsamplitude für den Zerfall dieses Zwischenzustandes. Die Summation erfolgt über alle Übergänge, die aufgrund der Erhaltungssätze für Drehimpuls und Parität erlaubt sind. Sind mehrere Zustände n möglich, so muß die Summation darüber kohärent durchgeführt werden.

In der PWBA (Plane Wave Born Approximation) läßt sich die Form der Winkelkorrelationen auf relativ einfache Weise beschreiben. Die Wellenfunktionen der ein- und auslaufenden Teilchen werden hierbei als ebene Wellen angenommen. Im folgenden soll nur der Fall eines spinlosen Targets ($I^{\pi} = 0^{+}$) und eines spinlosen Projektils betrachtet werden; ein solcher Fall liegt bei dem in dieser Arbeit verwendeten Streuprozeß $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$ vor. Wählt man die Flugrichtung der Rückstoßkerne als Quantisierungsachse, so hat dies zur Folge, daß nur magnetische Unterzustände mit $m = 0$ bevölkert werden. Für den Fall, daß beide Zerfallsteilchen spinlos sind, nimmt die Winkelkorrelation in der PWBA-Näherung eine sehr einfache Form an:

$$W_L(\Theta) = |V_L^0(\Theta, \Phi)|^2 = \frac{2L+1}{4\pi} |P_L(\cos \Theta)|^2 \quad (2.26)$$

Dabei sind $P_L(\cos \Theta)$ die Legendre-Polynome. Die Parität eines zerfallenden Zustands mit Spin $I = L$ ist durch $(-1)^L$ gegeben. Die Form solcher Winkelkorrelationen ist in Abb. 2.1 für verschiedene L gezeigt. Θ ist hier der Winkel bezüglich der Symmetrieachse des Zerfalls, die in der PWBA mit der Rückstoßachse des angeregten Rückstoßkerns A^* zusammenfällt. Die Winkelkorrelationen sind unabhängig von Φ , d.h. es liegt Axialsymmetrie vor. Die Halbwertsbreiten der Maxima in den Kurven sind sehr charakteristisch für eine bestimmte Multipolarität; dies erlaubt eine eindeutige Spinzuordnung. Im Gegensatz dazu unterscheiden sich die Winkelverteilungen der inelastischen Streuung für verschiedene Multipolaritäten nur geringfügig.

Betrachtet man den Fall nicht mehr isoliert liegender Zustände des Kerns A^* , so können sich die Winkelkorrelationen drastisch ändern. In diesem Fall ist die kohärente Addition der einzelnen Zerfallsamplituden erforderlich. Von Knöpfle et al.^{59,61)} wurde gezeigt, daß die Interferenz der Zerfallsamplituden

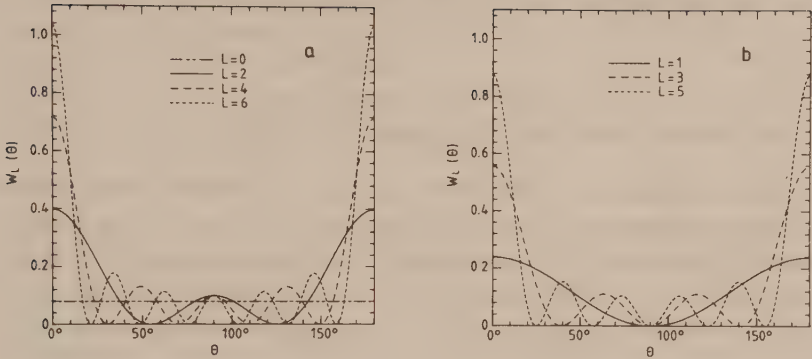


Abb. 2.1: PWBA-Vorhersagen für die Winkelkorrelationen von Zerfällen aus isolierten Zuständen mit $I^\pi = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+$ (a) bzw. $I^\pi = 1^-, 3^-, 5^-$ (b) in 0^+ -Endzustände der Zerfallsteilchen

von überlappenden Zuständen verschiedener Parität (z.B. 2^+ , 3^-) zu einer starken Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie in den Winkelkorrelationen führen kann. Die für eine bestimmte Multipolarität typischen Halbwertsbreiten der Maxima bleiben jedoch auch dann noch weitgehend erhalten. Im Fall einer schlechten Detektorauflösung kann es im Experiment vorkommen, daß auch isolierte Zustände nicht getrennt werden können. Dieser Fall muß von dem oben genannten Fall überlappenden Zustände unterschieden werden; die hierbei erforderliche inkohärente Addition der einzelnen Beiträge führt dann nicht zu einer Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie.

Die Beschreibung der Wellenfunktionen durch die PWBA stellt nur eine relativ grobe Näherung dar ^{63,64)}. Die Störung der Wellen durch das Kernpotential und durch das Coulomb-Potential führt dazu, daß auch von $m = 0$ verschiedene magnetische Unterzustände bevölkert werden können. Bei den Winkelkorrelationen führt dies dazu, daß die Rückstoßachse meist nicht mehr exakt mit der Symmetrieachse übereinstimmt oder daß die Symmetrie um 90° , wie sie sich in der PWBA für einen isolierten Zustand ergibt (siehe Abb. 2.1), gebrochen sein kann. Ebenso braucht auch keine Axialsymmetrie mehr vorzuliegen. Die Abwei-

chung von den in PWBA berechneten Winkelkorrelationen ist häufig nur gering ⁶¹⁾; in solchen Fällen ist eine Analyse in PWBA-Näherung ausreichend.

2.4 Statistisches Modell und Verzweigungsverhältnisse

Der Zerfall des angeregten Targetkerns kann auf verschiedene Weise erfolgen. Es gibt zwei extreme Möglichkeiten, den direkten Zerfall und den statistischen Zerfall. In allgemeinen wird eine Mischung aus beiden Zerfallsarten vorliegen. Betrachtet man das mikroskopische Bild der Riesenresonanz (siehe Einleitung), so lassen sich die Anregungen durch eine kollektive Überlagerung von $(1p-1h)$ -Zuständen beschreiben. Werden nach dieser ersten Anregungsstufe bereits Teilchen emittiert, so handelt es sich um einen direkten Zerfall. Die $(1p-1h)$ -Zustände können jedoch auch mit $(2p-2h)$ -Zuständen mischen. Der Mischungsprozeß kann fortschreiten, bis schließlich ein Gleichgewichtszustand im Zwischenkern erreicht wird. In diesem Fall hat der Zwischenkern jegliche "Erinnerung" an seinen Entstehungsprozeß verloren. Sein Zerfall erfolgt nach rein statistischen Gesichtspunkten, wobei die Erhaltungssätze für Energie, Drehimpuls und Parität allerdings beachtet werden müssen. Im Falle genügend hoher Niveaudichte kann angenommen werden, daß Struktureffekte des Zwischenkerns im energetischen Mittel verschwinden. Der Zerfall des Zwischenkerns kann im Rahmen dieses statistischen Modells mit dem Hauser-Feshbach-Formalismus ^{77,78)} beschrieben werden.

Für den Zerfall eines angeregten Zustandes des Zwischenkerns mit Spin I_1 in einen Kern e mit Spin I_e und einen Restkern f mit Spin I_f läßt sich folgende Wahrscheinlichkeit angeben:

$$P_e = \frac{1}{G(I_1)} \sum_S \sum_L T_L^e(\epsilon_e) \quad (2.27)$$

wobei $\epsilon_e = E_1 - E_e - E_f + Q$

$$|I_f - I_e| \leq S \leq I_f + I_e$$

$$|I_1 - S| \leq L \leq I_1 + S$$

mit	E_i	: Anregungsenergie des Zwischenkerns
	E_e, E_f	: Anregungsenergien des emittierten Kerns e bzw. des Restkerns f
	Q	: Q-Wert des Zerfalls
	$T_i^e(\epsilon_e)$	: Transmissionskoeffizienten für die Streuung von Kern e am Restkern f
	$G(I_i)$	: Hauser-Feshbach-Nenner

Bei der Summation über L muß die Erhaltung der Parität berücksichtigt werden. Die Transmissionskoeffizienten lassen sich durch Rechnungen mit dem optischen Modell ermitteln; sie sind nicht sehr empfindlich auf die Wahl der Potentialparameter. Der sogenannte "Hauser-Feshbach-Nenner" erfaßt alle Ausgangskanäle α , die an den Zwischenkern ankoppeln können. Die Zustände der Restkerne sind nur bei niedrigen Energien vom Experiment her vollständig bekannt. Für die höheren Energien muß bei der Berechnung von $G(I_i)$ eine Niveaudichteformel verwendet werden. Die Annahmen über die Niveaudichte beeinflussen die Ergebnisse wesentlich stärker als die Wahl der Potentialparameter bei der Berechnung der Transmissionskoeffizienten.

Die statistischen Modellrechnungen dieser Arbeit wurden mit einer modifizierten Version ⁷⁹⁾ des Programms CASCADE ⁸⁰⁾ durchgeführt. In diesem Programm wird die Skala der Anregungsenergien in drei Bereiche aufgeteilt, in denen unterschiedliche Annahmen über die Niveaudichte gemacht werden. Im Bereich niedriger Anregungsenergien werden die von Experimenten bekannten Zustände in die Rechnungen eingesetzt. Bei mittleren Anregungsenergien wird eine analytische Niveaudichteformel verwendet, die auf dem "Back-Shifted Fermi Gas-Model" basiert ^{81, 82)}:

$$\rho(E, I) = \frac{1}{24 \sqrt{2}} \frac{2I+1}{\sigma^3 a^{1/4}} \frac{\exp(2(a(E-\Delta))^{1/2} - (I+\frac{1}{2})^2 / 2\sigma^2)}{(E-\Delta+t)^{5/4}} \quad (2.28)$$

mit	a	: Niveaudichteparameter
	σ	: Spin-Cutoff-Parameter
	t	: Kerntemperatur
	Δ	: Paarungsenergie
	$E - \Delta$	$= at^2 - t$

Die Parameter a und Λ sind empirisch bestimmbar, dies wurde z.B. von Dilg et al.⁸¹⁾ für eine große Anzahl von Kernen durchgeführt. Im Bereich hoher Anregungsenergien werden die Niveaudichten schließlich nach dem Flüssigkeitstropfenmodell bestimmt.

Mit Hilfe des statistischen Modells lassen sich Vorhersagen über das Verzweigungsverhältnis Γ_α/Γ für einen bestimmten Ausgangskanal α machen. Die in Formel (2.27) angegebene Wahrscheinlichkeit entspricht diesem Verzweigungsverhältnis.

Im Experiment ist Γ_α/Γ durch das Verhältnis des über den gesamten Raumwinkel integrierten Wirkungsquerschnitts eines bestimmten Zerfallskanals α zum inklusiv gemessenen Wirkungsquerschnitt für inelastische Streuung gegeben:

$$\frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma} = \frac{d^2\sigma_\alpha}{d\Omega_\alpha dE_x} / \frac{d^2\sigma_{inel.}}{d\Omega_{inel.} dE_x} \quad (2.29)$$

Wenn das Experiment für bestimmte Ausgangskanäle höhere Werte für das Verzweigungsverhältnis liefert, ist dies ein Hinweis auf semidirekte oder direkte Zerfallsprozesse. Bei der Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen für den Zerfall von Riesenresonanzen muß vor der in Gleichung (2.29) durchgeführten Division der nicht-resonante Untergrund in den Spektren der inelastischen Streuung subtrahiert werden. Aufgrund der relativ ungenauen Kenntnis dieses Kontinuums können große Fehler entstehen. In umgekehrter Weise lassen sich aus der Messung der Verzweigungsverhältnisse aller Zerfallskanäle Rückschlüsse auf den resonanten Teil im Spektrum der inelastischen Streuung ziehen.

3 Experimenteller Aufbau und Durchführung der Messungen

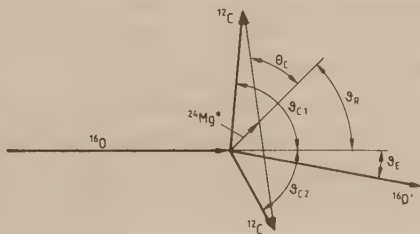
Die Messungen dieser Arbeit wurden am "Kernfysisch Versneller Instituut" (KVI) in Groningen (NL) mit einem ^{16}O -Strahl des dortigen energievariablen AVF-Zyklotrons durchgeführt. Das Prinzip der Messung wird in Abschnitt 3.1 erläutert. Die Strahlerzeugung und Strahlführung werden in Abschnitt 3.2, die verwendeten ^{24}Mg -Targets in Abschnitt 3.3 beschrieben. Die Untersuchung des Zerfalls von ^{24}Mg in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ erfordert aufgrund des extrem kleinen Wirkungsquerschnitts die koinzidente Messung aller drei Ejektile, d.h. des gestreuten ^{16}O -Kerns sowie beider ^{12}C -Kerne. Diese Überbestimmung ist notwendig, um die gesuchten Ereignisse sicher von Untergrundeignissen unterscheiden zu können. Die hierzu erforderliche sehr komplexe experimentelle Anordnung wird in den Abschnitten 3.4 und 3.5 ausführlich beschrieben. Die Gesamtheit der durchgeführten Messungen läßt sich in zwei Teile gliedern. Dies sind zum einen die Messungen der Winkelverteilungen für elastische und inelastische Streuung von ^{16}O an ^{24}Mg und zum anderen die Koinzidenzmessungen zur Reaktion $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}')^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Die Durchführung beider Teile wird in Abschnitt 3.6 beschrieben.

3.1 Das Prinzip der Messung

Die kinematischen Verhältnisse der untersuchten Reaktion sind in Abb. 3.1 in einem Geschwindigkeitsdiagramm skizziert. Der primäre Prozeß ist die Reaktion $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}')^{24}\text{Mg}^*$. Wird das ^{16}O -Projektil unter einem Winkel ϑ_{E} inelastisch

Abb. 3.1:

Geschwindigkeitsdiagramm der kinematischen Verhältnisse der Reaktion $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}')^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (schematisch). Die Geschwindigkeitsvektoren des Projektils und der nachzuweisenden Teilchen sind fett eingezeichnet.



am ^{24}Mg -Target gestreut, so liegt der Rückstoßwinkel ϑ_R des angeregten $^{24}\text{Mg}^*$ -Kerns fest. Er ist außer von ϑ_E auch von der Anregungsenergie E_x des $^{24}\text{Mg}^*$ -Kerns abhängig. Als zweiter Prozeß schließt sich der Zerfall $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ an. Dabei können die ^{12}C -Kerne im Grundzustand oder auch in einem angeregten Zustand emittiert werden. Der erste Prozeß findet aufgrund der Impulserhaltung in einer Ebene statt, die Flugrichtungen der Zerfallsteilchen können jedoch auch außerhalb dieser Streuebene liegen.

Das Prinzip der Messung besteht darin, sowohl das gestreute ^{16}O wie auch beide ^{12}C -Kerne koinzident nachzuweisen. Durch diese Überbestimmung kann der Untergrund durch Störereignisse, wie z.B. dem Zerfall von angeregten ^{16}O -Kernen aus Targetverunreinigungen in $^{12}\text{C} + \alpha$, erheblich vermindert werden. Ebenso werden auch zufällige Koinzidenzen und mögliche Ereignisse aus Mehrteilchen-Reaktionen (z.B. sequentiellen Zerfällen) bei einer solchen Dreifach-Koinzidenz stark unterdrückt.

Die gestreuten ^{16}O -Kerne wurden bei den Messungen unter einem Winkel $\vartheta_E = 5^\circ$ mit Hilfe des Groninger Magnetspektrographen QMG/2 (siehe Abschnitt 3.4.1) nachgewiesen. Neben der besseren Energieauflösung gegenüber einer Detektoranordnung aus Oberflächensperrschichtdetektoren bietet der Magnetspektrograph die Möglichkeit, den vom Fokalebenendetektor erfaßten Energiebereich so zu wählen, daß aus elastischer Streuung und aus Streuung in niedrig angeregte Zustände stammende Ereignisse nicht nachgewiesen werden. Die Zählraten werden dadurch erheblich geringer, und die Wahrscheinlichkeit für "Pile-Up"-Ereignisse und zufällige Koinzidenzen wird kleiner.

Der Nachweis der ^{12}C -Kerne ist aufgrund ihrer teilweise sehr niedrigen Energien problematischer. Bei einem Zerfall in den Grundzustand beider ^{12}C -Kerne gilt für die Summe ihrer Energien $E_1 + E_2 = E_x + E_R + Q_f$, dabei ist E_x die Anregungsenergie des $^{24}\text{Mg}^*$ -Kerns, E_R seine Rückstoßenergie und $Q_f = -13,93 \text{ MeV}$ der Q -Wert des Zerfalls $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Bei $\vartheta_E = 5^\circ$ und $E_x = 18 \dots 40 \text{ MeV}$ beträgt die $^{24}\text{Mg}^*$ -Rückstoßenergie nur $E_R = 1,7 \dots 2,5 \text{ MeV}$. Für die ^{12}C -Kerne steht damit eine Energie $E_1 + E_2 = 5,8 \dots 28,6 \text{ MeV}$ zur Verfügung. Falls der Zerfall in den 1. angeregten Zustand eines oder beider ^{12}C -Kerne erfolgt, vermindert sich diese Energie um $4,44 \text{ MeV}$ bzw. $8,88 \text{ MeV}$. In Abb. 3.2 sind die Energien E_1 und E_2 der ^{12}C -Kerne gegeneinander für zwei verschiedene Streu-

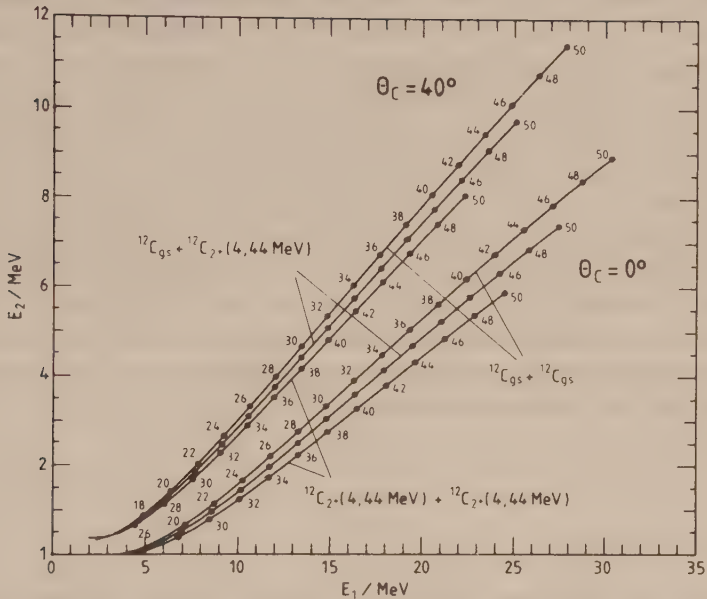


Abb. 3.2: Energien der ^{12}C -Kerne beim Zerfall $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei verschiedenen Winkeln θ_C im Schwerpunktsystem von $^{24}\text{Mg}^*$. An den Kurven ist jeweils die Anregungsenergie des $^{24}\text{Mg}^*$ -Kerns vermerkt.

winkel $\theta_C = 0^\circ$ und $\theta_C = 40^\circ$ in Abhängigkeit von der Anregungsenergie des $^{24}\text{Mg}^*$ -Kerns aufgetragen. θ_C ist dabei der Winkel im Schwerpunktsystem des $^{24}\text{Mg}^*$ -Rückstoßkerns (siehe Abb. 3.1).

Elne Teilchenidentifikation nach der ΔE -E-Methode ist für den jeweils mehr zur $^{24}\text{Mg}^*$ -Rückstoßrichtung hin mit der Energie E_1 emittierten ^{12}C -Kern möglich. Der ΔE -Detektor muß dabei aber so dünn sein, daß er die niederenergetischen ^{12}C -Kerne nicht absorbiert. Diese Forderung wurde bei den durchgeführten Messungen durch die Wahl eines Detektorteleskops mit einer Ionisationskammer als ΔE -Detektor erfüllt. Der Aufbau dieses Detektorteleskops wird in Abschnitt 3.4.2 noch genauer beschrieben.

Die Energien E_2 der jeweils in kinematischer Koinzidenz nachzuweisenden zweiten ^{12}C -Kerne sind so klein, daß eine Identifikation mit der ΔE -E-Methode in einem weiten Bereich für $\text{Ex}(^{24}\text{Mg}^*)$ nicht mehr möglich ist. Aus diesem Grund wurde auf eine Teilchenidentifikation des zweiten ^{12}C -Kerns verzichtet und ein Detektorteleskop aus Oberflächensperrschichtdetektoren verwendet. Der ΔE -Detektor dieses Teleskops war gerade so dick ($d = 25\text{ }\mu\text{m}$), daß er die ^{12}C -Kerne der hier vorkommenden Energien E_2 vollständig stoppen konnte. Der E_{rest} -Detektor diente als Veto-Detektor gegen α -Teilchen (ab ca. 5,5 MeV) und Protonen (ab ca. 1,5 MeV). Der Vorteil des Oberflächensperrschichtdetektors liegt in seiner erheblich besseren Zeitauflösung gegenüber einer Ionisationskammer. Er ist damit in der Lage, auch solche Reaktionsteilchen zeitlich voneinander zu unterscheiden, die von zwei im Abstand von ca. 130 ns aufeinanderfolgenden Strahlpulsen ausgelöst werden, und trägt so zur Reduzierung von zufälligen Koinzidenzen bei.

3.2 Der ^{16}O -Strahl

Die Erzeugung der positiv geladenen ^{16}O -Ionen erfolgte in einer ECR (Electron-Cyclotron-Resonance)-Ionenquelle vom "Mini-Mafios"-Typ, die oberhalb des Zyklotrons in einem separaten Raum untergebracht ist. Für eine nähere Beschreibung der Quelle wird auf die Abhandlungen von Drentje ^{83,84)} sowie darin enthaltene Referenzen verwiesen.

ECR-Quellen ⁸⁵⁻⁸⁷⁾ sind in der Lage, vielfach geladene schwere Ionen zu erzeugen. Damit wird die Erzeugung von hochenergetischen Schwerionenstrahlen auch bei Verwendung von einstufigen Beschleunigern wie dem Groninger Zyklotron möglich. Die ECR-Ionenquelle des KVI ist seit Anfang 1984 in Verbindung mit dem Zyklotron in Betrieb; erst dadurch wurden die Messungen dieser Arbeit im Labor des KVI möglich.

Der aus der Quelle extrahierte, zunächst waagrecht verlaufende ^{16}O -Strahl wird in einem 110° -Magneten nach Masse und Ladung analysiert, anschließend durch einen 90° -Magneten nach unten umgelenkt und axial in das Zyklotron eingeschossen ⁸³⁾. Der vertikale Strahltransport erfolgt durch ein spezielles Strahlrohr mit periodisch angeordneten fokussierenden Elementen ⁸⁸⁾. Zwei auf

dieser Strecke angebrachte "Buncher" sorgen für eine bessere Anpassung des Quellenstrahls an die Zeitstruktur des Zyklotrons und tragen damit erheblich zur Erhöhung der Transmission des Gesamtsystems Quelle-Zyklotron bei ⁸⁹⁾.

Nach Einlenkung der Teilchen in die Beschleunigungsebene durch einen elektrostatischen Inflektor ⁹⁰⁾ werden die Teilchen im Zyklotron bis zu ihrer Endenergie beschleunigt. Die Teilchenenergie läßt sich nach der Formel $E = k (q^2/A) \text{ MeV}$ berechnen, dabei ist q der Ladungszustand der Ionen und A ihre Massenzahl. Beim Groninger AVF-Zyklotron ist k maximal 160. Für die Messungen dieser Arbeit wurden ^{16}O -Ionen mit einem Ladungszustand $q = 6$ und mit Energien von 320 MeV ($k = 142$) bzw. 290 MeV ($k = 129$) verwendet.

Die Strahlführung des beschleunigten Strahls ist in Abb. 3.3, die einen Grundriß der Meßhallen des Labors zeigt, eingezeichnet. Die hier beschriebenen Messungen fanden am Strahlrohr D mit einem analysierten ^{16}O -Strahl statt.

Der Analysiermagnet kann die Energieauflösung des Zyklotronstrahls prinzipiell bis auf $\Delta E/E \approx 2 \cdot 10^{-4}$ erhöhen. Dagegen beträgt die Energieauflösung des nicht analysierten Strahls $\Delta E/E \approx 2 \cdot 10^{-3}$. Eine sehr gute Auflösung ist allerdings nur mit kleinen Schlitzöffnungen am Analysiermagneten zu erreichen; dies vermindert den Strahlstrom erheblich. Da bei den Messungen des Zerfalls von ^{24}Mg in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ aufgrund des kleinen Wirkungsquerschnitts möglichst hohe Strahlströme benötigt werden, wurde hier nicht mit der bestmöglichen Auflösung gemessen. Bei einer Linienbreite im Spektrum der an einem dünnen Target gestreuten ^{16}O -Kerne von $\Delta E \leq 300 \text{ keV}$, entsprechend $\Delta E/E \leq 10^{-3}$, wurden Strahlströme bis zu etwa 45 nA (elektrisch), im Mittel jedoch weniger als 25 nA, am Target erreicht.

3.3 Die ^{24}Mg -Targets

Für die Messung der Winkelverteilungen der elastischen und inelastischen Streuung von ^{16}O an ^{24}Mg wurde ein gewalztes, selbsttragendes ^{24}Mg -Target mit einer Massenbelegung von ca. $700 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ benutzt. Zur Herstellung dieses Targets wurde zu 99,7 % angereichertes metallisches ^{24}Mg verwendet. Da Magnesium sehr reaktionsfreudig ist, wurde das Target immer unter Vakuum

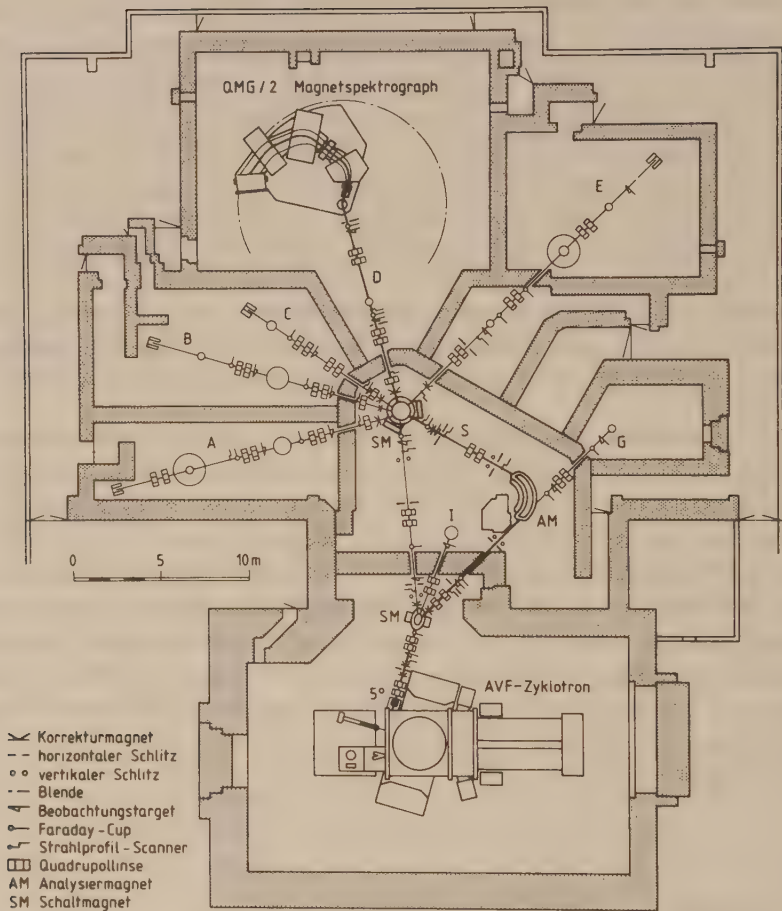


Abb. 3.3: Grundriß der Meßhallen des KVI-Groningen. Die fett gezeichnete Linie zeigt die bei den Messungen dieser Arbeit benutzte Strahlführung.

oder unter Argonathmosphäre aufbewahrt. Die Wahl der Targetdicke erfolgte nach folgenden Überlegungen. Einerseits ist ein möglichst dickes Target erwünscht, um die Meßzeiten auch bei größeren Streuwinkeln in vertretbaren Grenzen zu halten. Wie noch in Abschnitt 5.1 gezeigt wird, nimmt der Wirkungsquerschnitt bei den verwendeten Strahlenergien $E = 320 \text{ MeV}$ bzw. $E = 290 \text{ MeV}$ sehr schnell bei zunehmendem Streuwinkel ab. Andererseits sollte das Target nicht zu dick sein, um die Energieauflösung aufgrund der Energieverluststreuung nicht wesentlich zu verschlechtern. Bei der gewählten Targetdicke und der verwendeten Strahlenergie betrug der Energieverlust der ^{16}O -Ionen bereits ca. $1,4 \text{ MeV}$. Die Energieverluststreuung wurde durch Vergleich der Auflösung bei Verwendung des ^{24}Mg -Targets mit der Auflösung bei Verwendung eines dünnen Au-Targets ($150 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) zu etwa 350 keV abgeschätzt; sie liegt damit in der Größenordnung der Strahlauf Auflösung.

Für die Untersuchung des Zerfalls von ^{24}Mg in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ mußte ein dünneres Target verwendet werden. Es war ebenfalls selbsttragend und wurde in einem Aufdampfprozeß aus natürlichem Magnesium, das ^{24}Mg zu ca. 79 % enthält, hergestellt. Die Massenbelegung dieses Targets betrug etwa $80 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Obwohl der Wirkungsquerschnitt für den zu beobachtenden Prozeß extrem klein ist, kann hier kein dickeres Target verwendet werden. Die Energien der nachzuweisenden ^{12}C -Kerne reichen bis herab zu ca. 1 MeV (siehe Abschnitt 3.1), diese niederenergetischen Kerne würden in einem dickeren Target bereits absorbiert. Das in natürlichem Magnesium zu ca. 21 % enthaltene ^{25}Mg und ^{26}Mg stört bei den Zerfallsexperimenten nicht, da mögliche Zerfälle von ^{25}Mg und ^{26}Mg durch die gewählte Meßanordnung von den Zerfällen $^{24}\text{Mg} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ unterschieden werden können. Das gleiche gilt auch für die meisten Zerfälle aus Targetverunreinigungen wie ^{16}O , die sich bei der Targetherstellung nicht vollständig vermeiden lassen.

3.4 Das Nachweissystem

Die am Target gestreuten ^{16}O -Kerne wurden bei allen Messungen dieser Arbeit in der Fokalebene des Groninger Magnetspektrographen QMG/2 nachgewiesen. Der Aufbau des Spektrographen sowie des Fokalebenendetektors wird in Abschnitt 3.4.1 beschrieben. Bei der Untersuchung des Zerfalls von ^{24}Mg in

$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ wurden jeweils beide ^{12}C -Kerne koinzident mit dem inelastisch gestreuten ^{16}O -Kern nachgewiesen. Der bei den Messungen verwendete Aufbau, der die gleichzeitige Untersuchung des Zerfalls unter zwei verschiedenen Streuwinkeln erlaubt, wird in Abschnitt 3.4.2 erläutert.

3.4.1 Der Magnetspektrograph

Der Aufbau des Groninger Magnetspektrographen QMG/2⁹¹⁻⁹³⁾ ist in Abb. 3.4 schematisch dargestellt. Die Magnete sind in der Reihenfolge Quadrupol-Multipol-Dipol-Multipol-Dipol-Dipol angeordnet. Der QMG/2 ist eine modifizierte Version eines Q3D-Spektrographen⁹⁴⁾. Das System besitzt eine 1,2 m lange gerade Fokalebene, wobei die Dispersion entlang dieser Ebene nahezu konstant ist. Der Einfallswinkel eines zentral durch den Spektrographen fliegenden Teilchens auf die Fokalebene ist 45° . Der Spektrograph bildet einen relativ

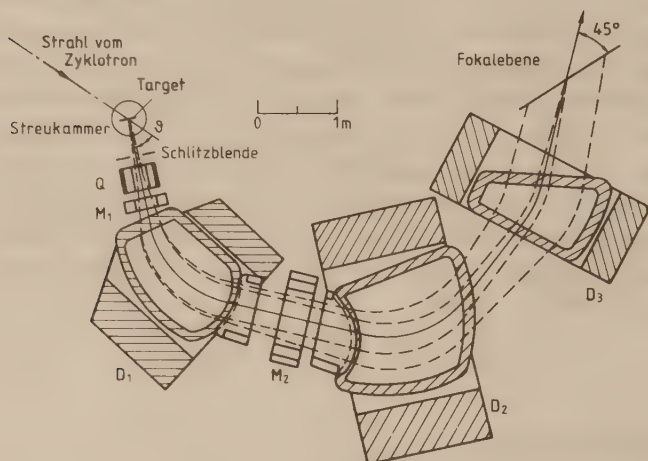


Abb. 3.4: Aufbau des Groninger Magnetspektrographen QMG/2 (schematisch)

zum zentralen Strahl gemessenen Streuwinkel $\Delta\vartheta$ nahezu exakt auf einen Einfallswinkel $\Delta\vartheta + 45^\circ$ zur Fokalebene hin ab. Der Öffnungswinkel des Spektrographen läßt sich durch die zwischen Streukammer und erstem Quadrupol gelegenen Schlitzblenden einstellen. Der maximal mögliche Raumwinkel beträgt ca. 10 msr bei horizontalen und vertikalen Öffnungswinkeln von jeweils 6° . Auf die kinematische Abhängigkeit des Impulses p vom Streuwinkel ϑ der das Target verlassenden Teilchen kann durch geeignete Wahl der Multipolfelder korrigiert werden. Dadurch ist es auch bei vollem Öffnungswinkel möglich, die gute Impuls- bzw. Energieauflösung des Spektrographen $\Delta p/p \leq 10^{-4}$ bzw. $\Delta E/E \leq 2 \cdot 10^{-4}$ zu nutzen.

Die Fokalebene deckt einen Energiebereich $(E_{\max} - E_{\min}) / E_{\text{mittel}} = 20\%$ ab. Bei den Experimenten wurden zwei verschiedene Fokalebenendetektoren⁹⁵⁻⁹⁷⁾ verwendet, die sich im Aufbau nur durch ihre Länge unterschieden. Abb. 3.5 zeigt eine Skizze des längeren Detektorsystems, das hauptsächlich bei den Messungen des Zerfalls von ^{24}Mg in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ eingesetzt wurde. Der zweite Detektor, der bei der Aufnahme der Winkelverteilungen der elastischen und inelastischen Streuung verwendet wurde, ist halb so lang und überstreicht damit auch nur einen Energiebereich von 10 % der mittleren Energie.

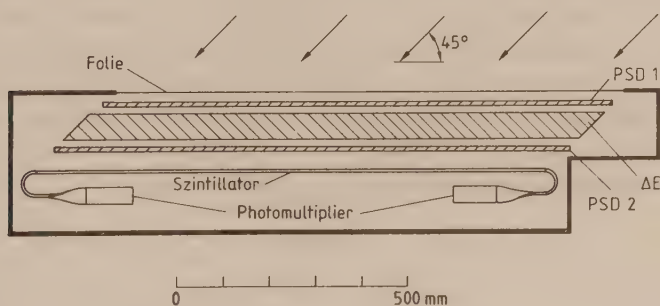


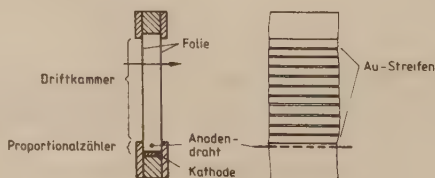
Abb. 3.5: Aufbau des Fokalebenendetektors aus zwei ortsempfindlichen Detektoren (PSD1 und PSD2), einer dazwischen liegenden Ionisationskammer (ΔE) und einem Szintillationsdetektor (schematisch)

Wie Abb. 3.5 erkennen läßt, besteht der Fokalebenenendetektor aus mehreren Einzeldetektoren. Dies sind zunächst zwei in x - und y -Richtung ortsempfindliche Detektoren (PSD1 und PSD2) zur Bestimmung des Ortes auf der Fokalebene sowie des Einfallswinkels der Teilchen auf den Detektor. Zwischen PSD1 und PSD2 ist eine Ionisationskammer (ΔE) zur Messung des spezifischen Energieverlustes angeordnet. Schließlich wird noch die Restenergie in einem Szintillationsdetektor nachgewiesen.

Der Aufbau eines der identisch aufgebauten ortsempfindlichen Detektoren (PSD1, PSD2) ist in Abb. 3.6 schematisch gezeigt. Ein solcher Detektor ist eine Kombination aus Proportionalzähler im unteren Teil und Driftkammer im oberen Teil der Anordnung. Die Detektoren wurden mit einer Mischung aus 90 % Ar und 10 % CH_4 bei einem Druck von ca. 400 mbar betrieben. Die Bestimmung des Ortes in der horizontalen Ebene geschieht durch Ladungsteilung an einem Widerstandsdraht (Anodendraht des Proportionalzählers). Das Verhältnis der Pulshöhe eines Signals an einer Seite des Drahtes zur Summe der Pulshöhen der Signale beider Seiten ist ein Maß für den Ort auf der Fokalebene und damit auch für die Energie der Teilchen einer gegebenen Ionensorte. Auf den Innenseiten der Fensterflächen von PSD1 und PSD2 (Abb. 3.6) sind dünne Goldstreifen aufgebracht. Durch Anlegen von Spannungen an diese Streifen wird ein homogenes Driftfeld im oberen Teil der Anordnung erzeugt. Der Ort in der Vertikalen läßt sich aus der Driftzeit der im Detektor durch Ionisation erzeugten Elektronen bestimmen; dazu muß das Zeitsignal dieses Detektors in Bezug auf das Zeitsignal des Szintillators gemessen werden. Der Fokus des Spektrographen liegt normalerweise auf dem Detektor PSD1. Der Einfallswinkel der Teilchen auf die Fokalebene läßt sich durch Vergleich der in den Detektoren PSD1 und PSD2 gemessenen Orte ermitteln.

Abb. 3.6:

Aufbau eines der in x - und y -Richtung ortsempfindlichen Detektoren PSD1 bzw. PSD2 (schematisch)



Der Fokalebenenendetektor ist in der Lage, die bei den vorliegenden Messungen nachzuweisenden ^{16}O -Kerne nach Masse und Kernladung zu identifizieren. Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Fokalebenenendetektors beträgt nahezu 100 %, die des Gesamtsystems Spektrograph-Fokalebenenendetektor wird jedoch durch die Ladungsverteilung der das Target verlassenden Ionen bestimmt, da der Spektrograph nicht mehr als einen der Ladungszustände gleichzeitig auf die Fokalebene abbilden kann.

3.4.2 Mechanischer Aufbau in der Streukammer

Der für die Untersuchung des Zerfalls von ^{24}Mg in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ verwendete Aufbau ist in Abb. 3.7 schematisch dargestellt. Der Nachweis der ^{12}C -Kerne aus dem Zerfall erfolgte entweder mit den Detektortelestopen IC1 und COD1 oder

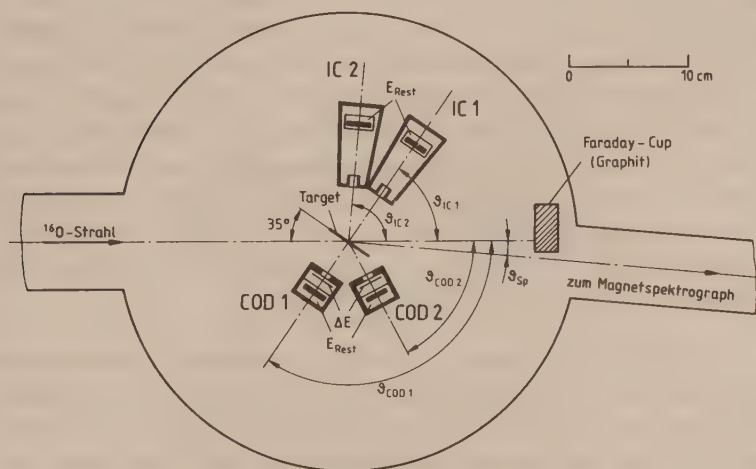


Abb. 3.7: Mechanischer Aufbau in der Streukammer zur Untersuchung der Reaktion $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}')^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (schematisch)

mit den Detektorteleskopen IC2 und COD2. Die Winkel der ersten Detektorkombination betrugen $\vartheta_{IC1} = -55^\circ$ und $\vartheta_{COD1} = 124^\circ$. In dieser Notation sind die Aufstellwinkel der Detektoren, die auf der dem gestreuten ^{16}O -Kern gegenüberliegenden Strahlseite stehen, negativ. IC1 ist hierbei etwa in Rückstoßrichtung ϑ_R des $^{24}\text{Mg}^*$ -Kerns aufgestellt. Diese variiert zwischen $\vartheta_R \approx -65^\circ$ und $\vartheta_R \approx -45^\circ$ in einem Anregungsenergiebereich $18 \text{ MeV} \leq E_x \leq 40 \text{ MeV}$ und bei einem ^{16}O -Streuwinkel $\vartheta_E = \vartheta_{Sp} = 5^\circ$. Die zweite Detektorkombination war bei $\vartheta_{IC2} = -85^\circ$ und $\vartheta_{COD2} = 62^\circ$ aufgestellt. Bezogen auf die Rückstoßrichtung von $^{24}\text{Mg}^*$ liegen die mit diesen Detektoren nachgewiesenen Zerfälle bei Winkeln $\Theta_c = 32^\circ \dots 54^\circ$ im Schwerpunktsystem; dies gilt ebenfalls für $\vartheta_E = \vartheta_{Sp} = 5^\circ$ und $18 \text{ MeV} \leq E_x \leq 40 \text{ MeV}$.

Der Nachweis der ^{12}C -Kerne in den Detektoren IC1 und COD1 bzw. IC2 und COD2 geschieht jeweils in kinematischer Koinzidenz. Dabei stellt sich jedoch folgendes Problem. Legt man den Winkel ϑ_{c1} eines ^{12}C -Kerns fest, so variiert der Winkel ϑ_{c2} des zweiten ^{12}C -Kerns erheblich mit der Anregungsenergie E_x des $^{24}\text{Mg}^*$ -Kerns. Die Abhängigkeit des Koinzidenzwinkels ϑ_{c2} von der Anregungsenergie E_x ist in Abb. 3.8 für die Winkel $\vartheta_{c1} = \vartheta_{IC1} = -55^\circ$ und $\vartheta_{c1} = \vartheta_{IC2} = -85^\circ$ gezeigt. Die Winkel der Koinzidenzdetektoren wurden so gewählt, daß möglichst viele der in IC1 oder IC2 registrierten Zerfallsprozesse auch im jeweiligen Koinzidenzdetektor nachgewiesen werden konnten. Aufgrund der in Abb. 3.8 gezeigten Abhängigkeit war dies trotz großer Öffnungswinkel von COD1 und COD2 ($\Delta\vartheta = \pm 8^\circ$; $\Delta\Omega = 60 \text{ msr}$) nicht für alle Prozesse möglich. Dies führt zu einer Verringerung des Koinzidenzraumwinkels in Abhängigkeit von der Anregungsenergie. Eine genaue Beschreibung dieser Abhängigkeit, bei der auch außerhalb der Streuebene liegende Zerfallsprozesse berücksichtigt werden müssen, wird noch in Abschnitt 4.3 gegeben.

Die beiden in der experimentellen Anordnung verwendeten Ionisationskammerteleskope sind sehr kompakt, ansonsten jedoch standardmäßig⁹⁸⁻¹⁰⁰⁾ aufgebaut. Ein vertikaler Schnitt durch ein solches Teleskop ist in Abb. 3.9 gezeichnet. Es besteht aus einer ΔE -Ionisationskammer mit einer effektiven Länge von ca. 43 mm und einem Oberflächensperrschichtdetektor ($A = 150 \text{ mm}^2$; $d = 1 \text{ mm}$) für den Nachweis der Restenergie. Die nachzuweisenden Teilchen treten durch ein dünnes Eintrittsfenster aus einer gezogenen Polypropylenfolie mit einer Massenbelegung von ca. $60 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ in den Gasraum ein. Bei den vorliegenden

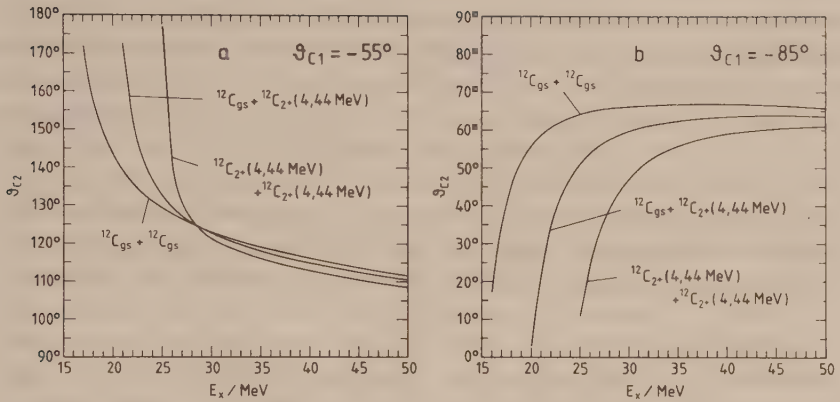


Abb. 3.8: Abhängigkeit des Koinzidenzwinkels ϑ_{C2} von der Anregungsenergie E_x in $^{24}\text{Mg}^*$ bei zwei verschiedenen, jedoch festen Winkeln ϑ_{C1} für die Reaktion $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}')^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei einem $^{16}\text{O}'$ -Streuwinkel von 5°

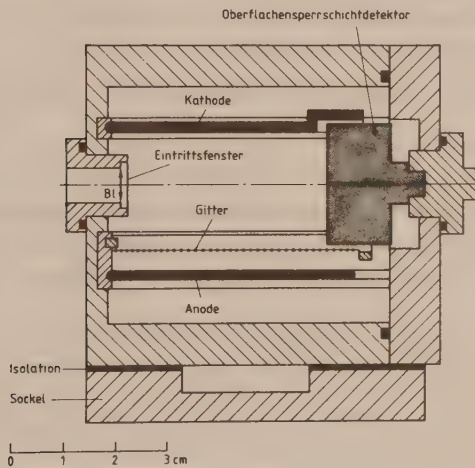


Abb. 3.9: Schnitt durch eines der verwendeten Ionisationskammerteleskope IC1 bzw. IC2

Experimenten wurde die Kammer mit Isobutan bei einem Druck von 20 mbar im Durchfluß betrieben. Der maximale Energieverlust der ^{12}C -Kerne betrug im Gasraum etwa 2,5 MeV. Kathode und Gehäuse dieser Kammer lagen bei den Messungen auf Masse, die Anodenspannung betrug $U_A = 400\text{ V}$, die Gitterspannung $U_G = 200\text{ V}$. Der Raumwinkel wurde in dieser Anordnung durch die Hinterkante der Blendenöffnung Bl (7 mm ϕ) definiert. Diese Kante war bei den Messungen 54,2 mm vom Target entfernt. Daraus ergibt sich für dieses Detektorteleskop ein Öffnungswinkel $\Delta\vartheta = \pm 3,7^\circ$ und ein Raumwinkel $\Delta\Omega = 13,1\text{ msr}$. Die in diesem Absatz genannten Meßgrößen gelten sowohl für IC1 wie auch für IC2.

Die Koinzidenzdetektoren COD1 und COD2 bestanden jeweils aus einem dünnen Oberflächensperrschichtdetektor ($d = 25\text{ }\mu\text{m}$) als AE-Detektor und einem dicken Oberflächensperrschichtdetektor (COD1: $d = 2\text{ mm}$; COD2: $d = 1,5\text{ mm}$) als E_{Rest} - bzw. Veto-Detektor. Die den Öffnungswinkel definierenden Blenden (10 mm ϕ) befanden sich bei den Koinzidenzdetektoren in einer Entfernung von 36 mm vom Target. Dies entspricht einem Öffnungswinkel $\Delta\vartheta = \pm 7,9^\circ$ und einem Raumwinkel $\Delta\Omega = 60\text{ msr}$. Bei den Messungen wurden diese Detektoren bei einer Temperatur von etwa -5°C betrieben, was zu einer erheblichen Verringerung des Leckstroms beitrug. Um aus dem Restgas stammende Ablagerungen auf den Detektoren zu verhindern, war vor der Streukammer eine mit flüssigem Stickstoff betriebene Kühlfalle zur Verbesserung des Vakuums montiert. Wie sich nach dem Experiment zeigte, konnten solche Ablagerungen nicht vollständig vermieden werden.

Die gesamte aus IC1, IC2, COD1 und COD2 bestehende Detektoranordnung wurde auf einen separaten Streukammerdeckel montiert. Sie konnte daher schon vor dem Einsatz bei den am KVI-Groningen durchgeführten Messungen im DTL in Bochum auf die einwandfreie Funktionsfähigkeit überprüft werden.

Der Winkel der Targetebene zur Strahlrichtung betrug 35° bei den Messungen des Zerfalls von ^{24}Mg in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Bei diesem Targetwinkel verlassen die in COD2 nachzuweisenden sehr niederenergetischen ^{12}C -Kerne das Target in nahezu senkrechter Richtung zur Oberfläche und erleiden dadurch nur den minimal möglichen Energieverlust.

Der ^{16}O -Strahl wurde innerhalb der Streukammer in einem Graphit-Block gestoppt. Der daran abgegriffene Strom wurde integriert und zur Normierung der Messungen verwendet. Aufgrund der relativ ungenauen Kenntnis des Prozesses

der Ladungssammlung ist eine auf diese Weise durchgeführte Absolutnormierung mit einem sehr großen Fehler behaftet. Eine relative Normierung zwischen den Koinzidenzdaten und den Daten aus elastischer und inelastischer Streuung ist jedoch unproblematisch.

Bei der Messung der Winkelverteilungen der elastischen und inelastischen Streuung, die mit einem senkrecht zur Strahlrichtung stehenden Target durchgeführt wurden, wurde zur Normierung ein zusätzlicher Monitordetektor eingesetzt. Dieser war ebenfalls als Teleskop ausgelegt ($100\text{ }\mu\text{m}$ ΔE , 1 mm E_{Rest}), um die Identifikation der gestreuten ^{16}O -Kerne zu ermöglichen. Aufgrund der mechanischen Begrenzungen in der Streukammer betrug der kleinstmögliche und auch bei den Messungen verwendete Aufstellwinkel für diesen Detektor $\vartheta_{\text{Mon}} = 9^\circ$. Eine vor dem Detektor im Abstand von 106 mm vom Target angebrachte Blende (5 mm $\varnothing$) begrenzte den Öffnungswinkel dieses Teleskops auf $\Delta\vartheta = \pm 1,35^\circ$ und den Raumwinkel auf $\Delta\Omega = 1,75\text{ msr}$. Eine Absolutnormierung ist mit Hilfe dieses Monitordetektors allerdings nicht möglich, da bei $\vartheta_{\text{Mon}} = 9^\circ$ der Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung bereits etwa zwei Größenordnungen unterhalb des Rutherford-Wirkungsquerschnitts liegt.

3.5 Elektronische Aufbereitung der Detektorsignale und Datenerfassung

Ein vereinfachtes Blockschaltbild der bei der Untersuchung der Reaktion $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}')^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ eingesetzten Meßelektronik ist in Abb. 3.10 gezeigt. Der linke Teil der Abbildung stellt die für den Fokalebeneendetektor verwendete Anordnung dar. Die Detektorsignale wurden zunächst ladungsempfindlichen Vorverstärkern zugeführt. Die linearen Ausgangssignale (E) dieser Verstärker wurden nach weiterer Verstärkung und zeitlicher Verzögerung über Analog-Digital-Wandler (Auflösung 11 Bit) dem Datenerfassungssystem zugeführt. Die Berechnung der Orte in den Detektoren PSD1 und PSD2 erfolgte erst bei der Datenanalyse. Um eine bestmögliche Ortsauflösung zu erhalten, wurden die Verstärkungen für die Signale der linken und rechten Detektorseiten jeweils mit Hilfe eines Pulsers aufeinander abgeglichen. Auf gleiche Weise wurden auch die Konversions-Offsets der Verstärkungszweige ermittelt, um sie bei der Datenanalyse berücksichtigen zu können.

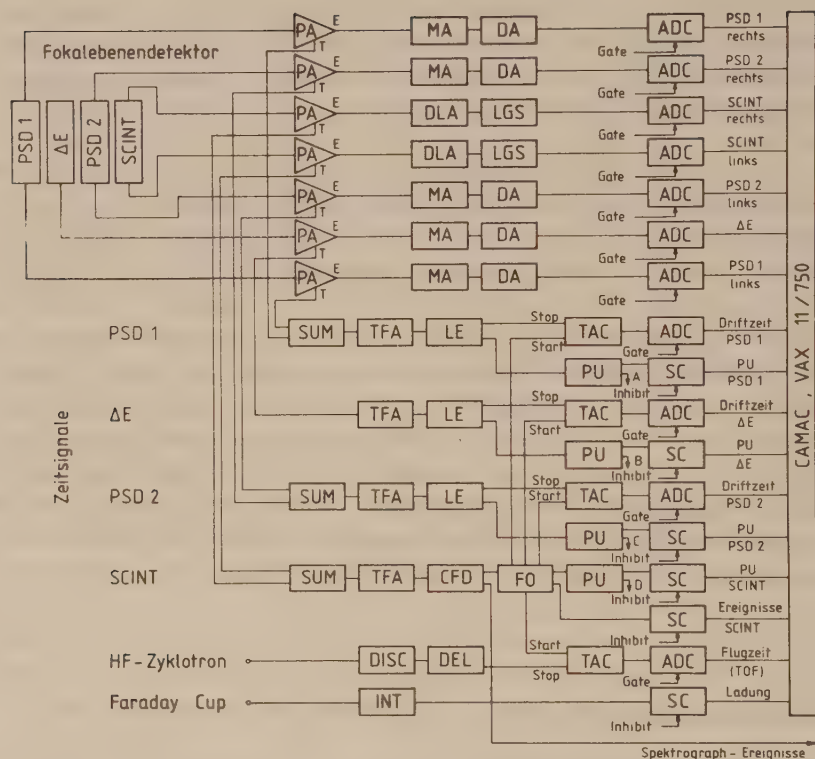
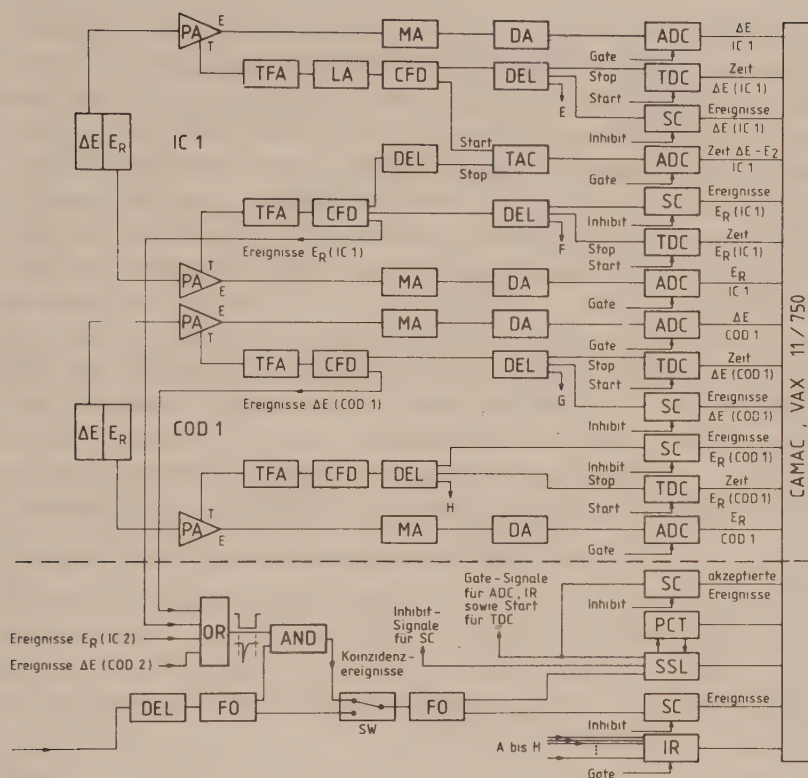


Abb. 3.10: Vereinfachtes Blockschaltbild der Meßelektronik. Der linke Teil der Abbildung zeigt die für den Fokalebenenendetektor erforderliche Elektronik. Die rechte Seite zeigt oberhalb der gestrichelten Linie die Elektronik für die Detektoren IC1 und COD1. In gleicher Weise, hier nicht eingezeichnet, ist auch die Elektronik für die Detektoren IC2 und COD2 aufgebaut.

PSD	Ortsempfindlicher Detektor	ADC	Analog-Digital-Wandler
ΔE	Ionisationskammer oder Halbleiterdetektor	AND	Logische UND-Schaltung
Er	Halbleiterdetektor für Restenergie	CFD	Constant-Fraction-Diskriminator
SCINT	Szintillationsdetektor	DA	Analoge Verzögerung
IC, COD	Detektorteleskope	DEL	Laufzeitverzögerung
		DISC	Diskriminator



DLA	Verstärker mit "Delay-Line"-Pulsformung
FO	Fan Out
INT	Integrator
IR	Digitales Register
LA	Linearer Verstärker
LE	Leading-Edge-Diskriminator
LGS	Lineare Pulsformstufe
MA	Hauptverstärker
OR	Logische ODER-Schaltung
PA	Vorverstärker

PCT	Zeitgeber (Preset counter and timer)
PU	Pile-Up-Erkennung
SC	Zähler
SSL	Start-Stop-Logik
SUM	Summierender Verstärker
TAC	Zeit-Amplituden-Wandler
TDC	Zeit-Digital-Wandler
TFA	Filterverstärker für Zeit-signale

Die Zeitsignale wurden mit Hilfe von "Leading-Edge"- oder "Constant-Fraction"-Diskriminatoren gewonnen. Die Vorverstärkersignale (T) der jeweils linken und rechten Detektorseiten wurden vorher addiert. Auf diese Weise können zeitliche Schwankungen, die sich aus den sonst ortsabhängigen Pulshöhen ergeben würden, klein gehalten werden. Das Zeitsignal des Szintillationsdetektors war das zeitlich am genauesten definierte Signal der Anordnung und wurde daher als Referenzsignal verwendet. Die Driftzeiten in den Detektoren PSD1, ΔE und PSD2, aus denen sich die vertikalen Positionen der registrierten Teilchen ermitteln lassen, können durch Messung der zeitlichen Differenz der einzelnen Detektorsignale gegenüber dem Referenzsignal des Szintillationsdetektors bestimmt werden. Diese Zeitmessung erfolgte mit Zeit-Amplituden-Wandlern in einem Zeitbereich von $2\text{ }\mu\text{s}$. Zur Bestimmung der Flugzeit der Teilchen durch den Spektrographen wurde ein Zeitsignal von der Hochfrequenz des Zyklotrons abgegriffen und ebenfalls relativ zum Szintillator-Zeitsignal mit einem Zeit-Amplituden-Wandler (Zeitbereich $1\text{ }\mu\text{s}$) gemessen.

Auch zur Feststellung von "Pile-Up"-Ereignissen wurden die Zeitsignale verwendet. Ein "Pile-Up"-Ereignis wurde bei der gewählten Einstellung der Elektronik dann registriert, wenn zwei Zeitsignale in einem Abstand von ca. $4\text{ }\mu\text{s}$ oder kleiner aufeinander folgten. Die "Pile-Up"-Signale wurden über ein digitales Register dem Datenerfassungssystem zugeführt und standen damit für die spätere Datenanalyse zur Verfügung.

Die Elektronik für die Koinzidenzdetektoren IC1 und COD1 ist auf der rechten Seite von Abb. 3.10 zu sehen. Die nicht dargestellte Elektronik für IC2 und COD2 war in der gleichen Weise wie die Elektronik für IC1 und COD1 aufgebaut. Die Weiterverarbeitung der linearen Vorverstärkersignale (E) erfolgte durch Hauptverstärker, analoge Verzögerung und Analog-Digital-Wandler (11 Bit). Die mit Hilfe von "Constant-Fraction"-Diskriminatoren gewonnenen Zeitsignale wurden jeweils dem Stop-Eingang eines Zeit-Digital-Wandlers (Zeitbereich $1\text{ }\mu\text{s}$, 10 Bit) zugeführt. Der gemeinsame Start-Impuls aller Zeit-Digital-Wandler wurde aus dem Zeitsignal des Szintillationsdetektors (Fokalebene-detektor) abgeleitet. Die Zeit-Digital-Wandler dienten dazu, Zweifach-Koinzidenzen von Ereignissen in den Koinzidenzdetektoren mit den im Spektrographen registrierten Ereignissen festzustellen. Die logischen Signale der

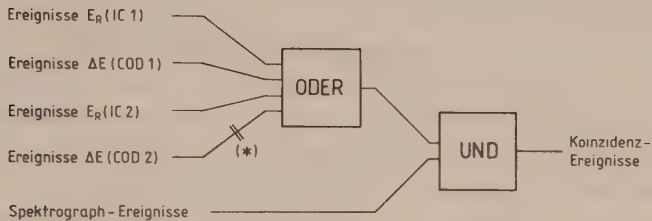


Abb. 3.11: Logik bei der Definition der Koinzidenzereignisse. Die mit (*) gekennzeichnete Verbindung war bei einem großen Teil der Koinzidenzmessungen aufgetrennt.

"Constant-Fraction"-Diskriminatoren wurden zusätzlich an das digitale Register weitergeleitet; dadurch war bei der Auswertung ein schneller Überblick über die gleichzeitig angesprochenen Detektoren möglich.

Die Logik zur Definition eines vom Datenerfassungssystem zu registrierenden Ereignisses ist in Abb. 3.11 in vereinfachter Form gezeigt. Die Logik war so ausgelegt, daß sie Zweifach-Koinzidenzen zwischen einem Spektrographen-Ereignis und einem Detektorteleskop-Ereignis feststellte. Die Ereignis-Signale der Ionisationskammerteleskope IC1 und IC2 wurden von den E_{Rest} -Detektoren abgeleitet, da diese eine bessere Zeitauflösung als die Ionisationskammern besitzen. Bei den Detektorteleskopen COD1 und COD2 wurden die Ereignisse vom ΔE -Signal bestimmt, da die nachzuweisenden ^{12}C -Kerne in diesen Detektoren bereits gestoppt werden. Die Erkennung der Dreifach-Koinzidenzen erfolgte erst bei der Datenanalyse (siehe Abschnitt 4.2). Dies hat zwei Vorteile: Einerseits kann der bei einer direkten Dreifach-Koinzidenz schwierige und unsichere Prozeß des Abgleichs der Koinzidenzelektronik umgangen werden, und andererseits bleibt die Möglichkeit offen, auch die Zweifach-Koinzidenzen für sich allein auswerten zu können. Auf das letztere wird noch in Abschnitt 4.2.2 eingegangen, in dem die Analyse der Daten aus dem Zerfall von ^{24}Mg in leichte Teilchen beschrieben wird.

Der Schalter SW (siehe Abb. 3.10) diente zur Umschaltung zwischen Koinzidenzereignissen und Spektrograph-Ereignissen. Die letztgenannte Einstellung

wurde bei den Messungen der elastischen und inelastischen Streuung verwendet.

Verschiedene Signale der Nachweiselektronik wurden zusätzlich noch an Zähler weitergeleitet (siehe Abb. 3.10). Diese Zähler wurden vom Datenerfassungssystem gesteuert; sie wurden vor Beginn jeder Messung automatisch auf Null gesetzt. Die meisten der Zähler dienten nur zu Kontrollzwecken. Für die Auswertung relevant sind nur der Zähler für die am Faraday-Cup gesammelte Ladung, der Zähler für die dem Datenerfassungssystem angebotenen Ereignisse und der Zähler für die vom Datenerfassungssystem akzeptierten Ereignisse. Aus dem Inhalt der beiden letztgenannten Zähler läßt sich die Totzeit des Datenerfassungssystems bestimmen.

Die Datenerfassung wurde mit dem Programm DAQ ¹⁰¹⁾ durchgeführt. Dieses Programm kontrolliert die CAMAC-Hardware und ermöglicht eine schnelle Abspeicherung der Daten auf Magnetband, es bietet jedoch keine Möglichkeit einer Voranalyse oder Darstellung der Daten. Anstatt die Daten direkt auf Magnetband zu speichern, ist es aber möglich, sie mit Hilfe des Mailbox-Systems der VAX 11/750 an das Vielparameter-Datenanalyse-Programm PAX ¹⁰²⁾ weiterzuleiten. Damit kann schon während der Messungen eine nahezu beliebig komplizierte Voranalyse der Daten erfolgen. Mit der Komplexität dieser Voranalyse wächst jedoch auch die Totzeit des Gesamtsystems. Bei den Koinzidenzmessungen waren die Zählraten so niedrig (wenige Ereignisse pro Sekunde), daß dadurch keine entscheidende Erhöhung der Totzeit bemerkbar war. Die Möglichkeit der Voranalyse wurde bei den durchgeführten Messungen nur zu Kontrollzwecken genutzt, die an das Magnetband weitergeleiteten Daten wurden dabei nicht verändert. Die für jedes akzeptierte Ereignis abgespeicherten Parameter sind in Tabelle 3.1 zusammengestellt. Nicht alle Parameter sind für die Datenanalyse wirklich erforderlich. So werden z.B. die ΔE -Zeitdifferenzen nicht benötigt, da die einzelnen Zeiten der ΔE - bzw. E_{rest} -Signale auch erfaßt werden. Diese redundante Speicherung bietet allerdings eine bessere nachträgliche Kontrollmöglichkeit der korrekten Funktion des gesamten Nachweissystems.

Die elektronische Anordnung für das Monitorteleskop, das bei der Aufnahme der Winkelverteilungen der elastischen und inelastischen Streuung eingesetzt

Tabelle 3.1: Überblick über die bei den Koinzidenzmessungen für jedes Ereignis registrierten Parameter. Die Zeitsignale der Koinzidenzdetektoren wurden jeweils relativ zum Zeitsignal des Szintillators (Fokalebenenendetektor) gemessen.

Spektrograph		Koinzidenzdetektoren	
Energiesignale	Zeitsignale	Energiesignale	Zeitsignale
PSD1, rechts	Driftzeit PSD1	ΔE(IC1)	Zeit ΔE(IC1)
PSD1, links		E _{Rest} (IC1)	Zeit E _{Rest} (IC1)
ΔE	Driftzeit ΔE		Zeitdiff. ΔE-E(IC1)
PSD2, rechts	Driftzeit PSD2	ΔE(COD1)	Zeit ΔE(COD1)
PSD2, links		E _{Rest} (COD1)	Zeit E _{Rest} (COD1)
SCINT, rechts		ΔE(IC2)	Zeit ΔE(IC2)
SCINT, links		E _{Rest} (IC2)	Zeit E _{Rest} (IC2)
	Flugzeit (TOF)		Zeitdiff. ΔE-E(IC2)
		ΔE(COD2)	Zeit ΔE(COD2)
		E _{Rest} (COD2)	Zeit E _{Rest} (COD2)

Inhalt des digitalen Registers

wurde, war mit der für COD1 in Abb. 3.10 gezeigten Anordnung nahezu identisch. Das Ereignis-Signal dieses Teleskops wurde vom E_{Rest}-Detektor abgeleitet und auf einen variablen Teiler geschickt. Die dem Datenerfassungssystem angebotenen Ereignisse wurden durch eine ODER-Verknüpfung zwischen dem Ausgangssignal dieses Teilers und dem Ereignis-Signal des Spektrographen definiert. Durch Wahl des Teilverhältnisses ließ sich das Verhältnis von gespeicherten Monitor-Ereignissen zu Spektrographen-Ereignissen in weiten Grenzen aufeinander abstimmen.

3.6 Durchführung der Messungen

Die Durchführung der Messungen der elastischen und inelastischen Streuung von ¹⁶O an ²⁴Mg wird in Abschnitt 3.6.1 beschrieben. Die Winkelverteilungen der elastischen und inelastischen Streuung dienen zur Bestimmung von Potentialparametern im Rahmen einer "Coupled-Channels"-Analyse (siehe

Abschnitt 2.1), und sie ermöglichen auch die Absolutnormierung der gemessenen Wirkungsquerschnitte. Mit den Koinzidenzmessungen zur Reaktion $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O},^{16}\text{O})^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ befaßt sich dann Abschnitt 3.6.2.

3.6.1 Messung der elastischen und inelastischen Streuung von ^{16}O an ^{24}Mg

Die Winkelverteilungen der elastischen und inelastischen Streuung von ^{16}O an ^{24}Mg wurden in einem Winkelbereich $4^\circ \leq \vartheta_{\text{Lab}} \leq 15^\circ$ in Schritten von $0,5^\circ$ bei einer Einschüßenergie $E(^{16}\text{O}) = 320 \text{ MeV}$ untersucht. Die Messungen erfolgten mit dem dicken ^{24}Mg -Target (Massenbelegung $\approx 700 \mu\text{g}/\text{cm}^2$), siehe Abschnitt 3.3). Zum Nachweis der gestreuten ^{16}O -Kerne wurde der in Abschnitt 3.4.1 beschriebene Magnetspektrograph und der kurze Fokalebenenendetektor (Energiebereich 10 % der mittleren Energie) verwendet. Der horizontale Öffnungswinkel des Spektrographen betrug $\Delta\vartheta_{\text{Lab}} = 0,34^\circ$. Ein so kleiner Öffnungswinkel ist erforderlich, um die engen Strukturen der Winkelverteilungen auflösen zu können. Der vertikale Öffnungswinkel lag zwischen $0,32^\circ$ bei $\vartheta_{\text{Lab}} = 4^\circ$ und $3,2^\circ$ bei $\vartheta_{\text{Lab}} = 15^\circ$. Er wurde nur zur Regulierung der Zählraten im Spektrographen verändert. Die erfaßten Raumwinkel lagen damit zwischen $\Delta\Omega = 0,033 \text{ msr}$ und $\Delta\Omega = 0,328 \text{ msr}$.

Der Strahlstrom variierte zwischen 3 nA und 18 nA (elektrisch). Bei Winkeln $\vartheta_{\text{Lab}} \geq 8^\circ$ konnte mit dem zur Zeit der Messungen maximal erreichbaren Strahlstrom (12...18 nA) gearbeitet werden. Bei den kleineren Winkeln wurde der Strahlstrom reduziert, um die Totzeit des Datenerfassungssystems klein zu halten. Der ungünstigste Wert der Totzeit lag bei 19 % der Meßzeit für die Messung bei $\vartheta_{\text{Lab}} = 4^\circ$. Bei fast allen anderen Winkeln lag die Totzeit unter 5 %. Eine Ausdehnung der Messungen auf größere Streuwinkel ($\vartheta_{\text{Lab}} > 15^\circ$) schien aufgrund des sehr schnell mit zunehmendem Streuwinkel abfallenden Wirkungsquerschnitts nicht sinnvoll. Bei $\vartheta_{\text{Lab}} = 15^\circ$ betrug die Zählrate in der elastischen Linie nur etwa 28 Ereignisse pro Stunde.

Um die Messungen des Zerfalls von ^{24}Mg in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, die in einer separaten Strahlzeit stattfanden, normieren zu können, wurden weitere Messungen der elastischen und inelastischen Streuung von ^{16}O an ^{24}Mg durchgeführt. Diese Messungen erfolgten bei einer aus technischen Gründen etwas niedrigeren

Strahlenergie $E(^{16}\text{O}) = 290 \text{ MeV}$. Zum Nachweis der ^{16}O -Kerne wurde hierbei der lange Fokalebenendetektor (Energiebereich 20 % der mittleren Energie) verwendet. Die Streuung wurde für $4^\circ \leq \vartheta_{\text{Lab}} \leq 7^\circ$ in Schritten von $0,5^\circ$ mit einem horizontalen Öffnungswinkel $\Delta\vartheta_{\text{Lab}} = 0,46^\circ$ und einem vertikalen Öffnungswinkel von $1,4^\circ$ gemessen. Bei zwei Winkeln ($\vartheta_{\text{Lab}} = 5^\circ$ und $\vartheta_{\text{Lab}} = 6^\circ$) wurde außer dem dicken ^{24}Mg -Target (Massenbelegung $700 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) auch das dünne Magnesium-Target (Massenbelegung $\approx 80 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) eingesetzt. Durch diesen Vergleich konnte das Verhältnis der Massenbelegungen beider Targets genauer bestimmt werden, als es vom Fertigungsprozeß her bekannt war.

Weiterhin wurde die Messung der inelastischen Streuung von ^{16}O an ^{24}Mg bei $\vartheta_{\text{Lab}} = 5^\circ$ auf einen höheren Anregungsenergiebereich (bis $E_x(^{24}\text{Mg}^*) \approx 51 \text{ MeV}$) ausgedehnt. Hierbei wurde mit einem horizontalen Öffnungswinkel $\Delta\vartheta = 2^\circ$ und einem vertikalen Öffnungswinkel von $3,2^\circ$, entsprechend einem Raumwinkel $\Delta\Omega = 2,0 \text{ msr}$, mit dem isotoopenreinen dicken ^{24}Mg -Target gemessen. Diese geometrischen Bedingungen entsprachen denen, die auch bei der Untersuchung des Zerfalls von ^{24}Mg in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (siehe Abschnitt 3.6.2) verwendet wurden. Der Strahlstrom mußte auf etwa 1 nA reduziert werden, wobei die Totzeit des Datenerfassungssystems dann bei ca. 15 % lag.

3.6.2 Messung des Zerfalls von ^{24}Mg in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$

Die Reaktion $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}')^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ wurde mit der in den Abschnitten 3.4 und 3.5 beschriebenen Koinzidenzanordnung bei einer Einschußenergie $E(^{16}\text{O}) = 290 \text{ MeV}$ untersucht. Dies war zum Zeitpunkt der Messungen die höchstmögliche mit einem Ladungszustand $q = 6$ erreichbare Energie. Die Wahl einer möglichst hohen Energie schien sinnvoll, da in Experimenten zur inelastischen α -Streuung ⁵¹⁾ ein deutlicher Anstieg des Wirkungsquerschnitts mit der Einschußenergie für die Anregung von Riesenresonanzen festgestellt wurde. Ein solches Verhalten wurde ebenfalls bei der Streuung von ^{16}O an schweren Kernen gefunden ⁴³⁾.

Die Messungen wurden mit dem dünnen Magnesium-Target (Massenbelegung $\approx 80 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, siehe Abschnitt 3.3) durchgeführt. Der Nachweis der inelastisch gestreuten ^{16}O -Kerne erfolgte mit dem Magnetspektrographen unter einem

Winkel $\vartheta_{\text{Lab}} = 5^\circ$, wobei der 1,2 m lange Fokalebeneendetektor (siehe Abschnitt 3.4.1) verwendet wurde. Der Fokalebeneendetektor erfaßte bei der für diese Messungen gewählten Einstellung des Spektrographen einen Anregungsenergiebereich von etwa $6 \text{ MeV} \leq E_x(^{24}\text{Mg}) \leq 51 \text{ MeV}$; elastisch gestreute Teilchen wurden nicht mehr nachgewiesen. Die Zählrate im Fokalebeneendetektor war daher selbst bei dem maximal erreichten Strahlstrom von ca. 45 nA (elektrisch) kein begrenzendes Element der Messungen.

Der horizontale Öffnungswinkel des Spektrographen betrug bei diesen Messungen $\Delta\vartheta_{\text{Lab}} = 2^\circ$. Bei einem vertikalen Öffnungswinkel von $3,2^\circ$ ergab sich damit ein Raumwinkel von $\Delta\Omega = 2,0 \text{ msr}$. Eine Vergrößerung des vertikalen Öffnungswinkels und damit des Raumwinkels wäre an dieser Stelle nicht mehr sinnvoll gewesen, da sich der Koinzidenzraumwinkel der Dreifach-Koinzidenz dabei nur unwesentlich erhöht hätte.

Die Koinzidenzdaten wurden in einer reinen Meßzeit von ca. 63 Stunden bei einem mittleren Strahlstrom von 21,5 nA aufgenommen. Etwa 2 bis 4 Stunden Meßzeit wurden jeweils zu einer Messung zusammengefaßt. Ebenso wurde nach allen aufgetretenen Zwischenfällen, wie Ausfall des Zyklotrons oder der Ionenquelle, eine neue Messung gestartet. Energieverschiebungen oder andere unbeabsichtigt aufgetretenen Änderungen einzelner Parameter ließen sich damit durch Vergleich der einzelnen Messungen nachträglich feststellen und berücksichtigen.

Die Signale der ΔE -Detektoren von COD1 und insbesondere von COD2 zeigten bei den Messungen einen von Strahlstrom und Strahlfokussierung abhängigen "Brumm". Dieser war vermutlich auf Elektronen zurückzuführen, die am Target oder im Restgas freigesetzt wurden. Eine Unterdrückung dieser Elektronen durch Magnete war aufgrund der geringen Entfernungen der Detektoren vom Target nicht möglich. Bis zu einem Strahlstrom von ca. 30 nA beeinträchtigte dieser Effekt die Auflösung der Detektoren nur unerheblich. Bei einigen Messungen war die Rate der zufälligen Koinzidenzen in den ΔE -Detektoren etwas erhöht.

4 Datenauswertung

Die Analyse der Meßdaten gliederte sich in zwei Teile. Der für alle Daten gemeinsame erste Teil bestand in der Identifikation der gestreuten ^{16}O -Kerne im Fokalebenenendetektor. Das hierbei verwendete Verfahren wird in Abschnitt 4.1 erläutert. Während für die Daten der elastischen und inelastischen Streuung nach diesem Schritt bereits Energiespektren erstellt werden konnten, schloß sich für die Koinzidenzdaten eine relativ aufwendige, in mehrere Schritte unterteilte Analyse an, die schließlich die Identifikation der Ereignisse aus dem Zerfall von ^{24}Mg in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ ermöglichte (siehe Abschnitt 4.2). Die in den Abschnitten 4.1 und 4.2 beschriebene Auswertung der Rohdaten wurde mit dem Vielparameter-Datenanalyse-Programm PAX ¹⁰²⁾ durchgeführt.

Die Berechnung des Koinzidenzraumwinkels der Dreifach-Koinzidenz war nicht mit einfachen geometrischen Überlegungen möglich und wurde daher mit einem "Monte-Carlo"-Verfahren durchgeführt. In Abschnitt 4.3 wird dieses Verfahren kurz erläutert, und die Ergebnisse der Raumwinkelberechnungen werden gezeigt. Die verwendeten Formeln und Annahmen bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte werden schließlich in Abschnitt 4.4 beschrieben.

4.1 Analyse der Daten des Fokalebenenendektors

Der Fokalebenenendetektor (siehe Abschnitt 3.4.1) liefert eine Vielzahl an Informationen über die in ihm registrierten Teilchen. Die meisten dieser Informationen erhält man jedoch erst, wenn man wechselseitige Beziehungen zwischen den gespeicherten Parametern betrachtet. Die wesentlichen Schritte des Verfahrens, das zur eindeutigen Identifikation der ^{16}O -Kerne führte, werden in Abschnitt 4.1.1 beschrieben. In Abschnitt 4.1.2 werden die aus den Daten des Fokalebenenendektors gewonnenen Energiespektren der ^{16}O -Kerne anhand einiger Beispiele erklärt.

4.1.1 Isolierung der gestreuten ^{16}O -Kerne

Zur Identifikation der ^{16}O -Kerne wurde eine Zwei-Parameter-Darstellung zwischen dem Energieverlust der Teilchen im ΔE -Detektor und der Flugzeit der Teilchen verwendet, wie sie exemplarisch in Abb. 4.1d dargestellt ist. Sowohl der Energieverlust wie auch die Flugzeit sind von der Teilchensorte abhängig. Eine Darstellung wie in Abb. 4.1d ergibt sich jedoch erst nach Korrektur beider Parameter. Abb. 4.1b zeigt die ΔE -Flugzeit-Darstellung der Rohdaten; in dieser Darstellung lassen sich die Teilchensorten nur andeutungsweise erkennen. Dies liegt im wesentlichen daran, daß beide Parameter nicht unabhängig vom Ort des Auftreffens der Teilchen auf die Fokalebene sind. Dieser Ort, im folgenden als "Position auf der Fokalebene" bezeichnet, ist ein Maß für die Energie der verschiedenen Teilchen. Zur Berechnung der Position auf der Fokalebene wurde der Quotient aus dem Signal der linken Detektorseite von PSD1 und der Summe der Signale beider Seiten von PSD1 für jedes Ereignis berechnet. Vor dieser Division wurden die bei den Messungen ermittelten Konversions-Offsets (siehe Abschnitt 3.5) subtrahiert. Die in Abb. 4.1c gezeigte Abhängigkeit der Flugzeit von der Position auf der Fokalebene wird hauptsächlich durch die unterschiedlichen Wege und die unterschiedlichen Geschwindigkeiten der Teilchen verschiedener Energien hervorgerufen. Im Gegensatz dazu sind in Abb. 4.1a, in der die Abhängigkeit des ΔE -Signals von der Position auf der Fokalebene gezeigt ist, vorwiegend Inhomogenitäten des 1,2 m langen ΔE -Detektors für die beobachtete Krümmung der Kurven verantwortlich.

Die Korrektur der Parameter erfolgte in beiden Fällen mit Hilfe einer speziellen Option des Datenanalyse-Programms, die es gestattete, die Form der Abhängigkeit zweier Parameter graphisch einzugeben. Diese Methode hat den Vorteil, daß auch Abhängigkeiten, die sich nicht durch eine einfache Formel beschreiben lassen (wie in Abb. 4.1a), schnell korrigiert werden können. Neben den hier beschriebenen Korrekturen können noch weitere durchgeführt werden. Es kann z.B. noch die Abhängigkeit der ΔE - bzw. Flugzeit-Signale vom Einfallswinkel berücksichtigt werden; sowohl die Flugstrecke wie auch der Energieverlust der Teilchen ändern sich mit diesem Winkel. Wie Abb. 4.1d zeigt, war im vorliegenden Fall die eindeutige Identifizierung der ^{16}O -Kerne bereits mit den beiden erstgenannten Korrekturen möglich; es wurde daher bei der Datenanalyse auf weitere Korrekturen verzichtet.

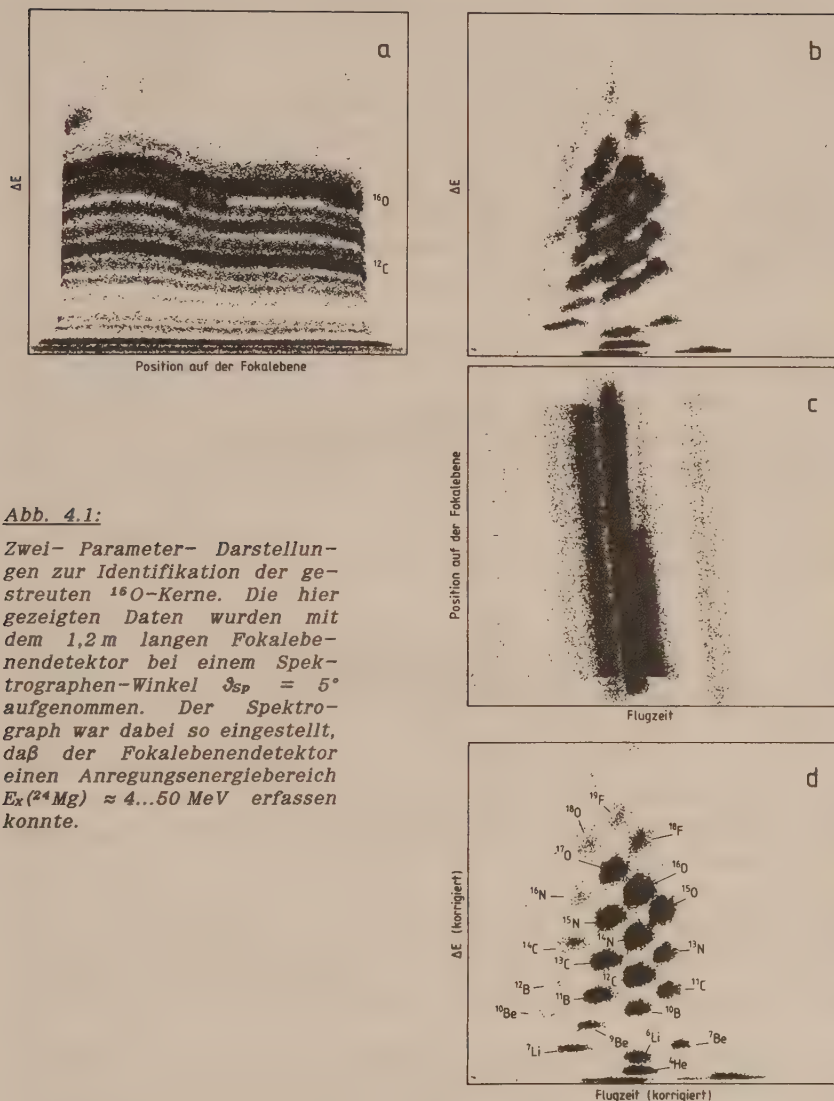


Abb. 4.1:

Zwei- Parameter- Darstellungen zur Identifikation der gestreuten ^{16}O -Kerne. Die hier gezeigten Daten wurden mit dem 1,2 m langen Fokalebenendetektor bei einem Spektrographen-Winkel $\vartheta_{\text{Sp}} = 5^\circ$ aufgenommen. Der Spektrograph war dabei so eingestellt, daß der Fokalebenendetektor einen Anregungsenergiebereich $E_x(^{24}\text{Mg}) \approx 4 \dots 50 \text{ MeV}$ erfassen konnte.

4.1.2 Energiespektren der ^{16}O -Kerne

Zur weiteren Auswertung der Daten der elastischen und inelastischen Streuung von ^{16}O an ^{24}Mg wurden die gemessenen Positionen auf der Fokalebene für die als ^{16}O identifizierten Kerne in Spektren projiziert. Diese Ortsspektren sind für eine vorgegebene Teilchensorte, in diesem Fall ^{16}O , ein Maß für die Energie der Teilchen und werden im folgenden auch als Energiespektren bezeichnet. Unter der Annahme, daß die gestreuten ^{16}O -Kerne nicht angeregt sind, stellen diese Spektren auch ein Maß für die Anregungsenergie des ^{24}Mg -Kerns dar. Spektren, bei denen die Anregungsenergie als Abszisse verwendet wird, werden daher als Anregungsenergiespektren bezeichnet.

In Abb. 4.2 sind drei Beispiele von Spektren gezeigt, die zur Auswertung der Winkelverteilungen der Streuung von ^{16}O an ^{24}Mg bei $E(^{16}\text{O}) = 320 \text{ MeV}$ verwendet wurden. Der Grundzustand und der erste angeregte Zustand bei $E_x = 1,369 \text{ MeV}$ in ^{24}Mg waren bei allen Winkeln gut voneinander getrennt. Bei den größeren Winkeln war die Anzahl der registrierten Ereignisse sehr gering, wie es in Abb. 4.2 für $\vartheta_{\text{Lab}} = 15^\circ$ zu erkennen ist. Der statistische Fehler nahm Werte bis zu etwa 30 % bei der Linie der elastischen Streuung und bis zu 10 % bei der Linie des 1. angeregten Zustandes von ^{24}Mg an.

Abb. 4.3 zeigt zwei in einem weiten Anregungsenergiebereich von ^{24}Mg unter $\vartheta_{\text{Lab}} = 5^\circ$ aufgenommene Energiespektren der Streuung von ^{16}O an ^{24}Mg . Diese Spektren wurden bei gleicher Einschußenergie $E(^{16}\text{O}) = 290 \text{ MeV}$ und gleichem Raumwinkel $\Delta\Omega = 2,0 \text{ msr}$ gemessen wie die Daten des Zerfalls von ^{24}Mg in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Die Lage einiger bekannter Zustände von ^{24}Mg , die auch bei der inelastischen α -Streuung an ^{24}Mg angeregt werden (44,103), ist in diesen Spektren zur Orientierung angemerkt. Viele Zustände von ^{24}Mg können jedoch nicht getrennt werden, da die Energieauflösung für diesen Zweck nicht ausreicht. Die Halbwertsbreite einer Linie beträgt in diesen mit dem isotoopenreinen ^{24}Mg -Target gemessenen Spektren ca. $0,4 \text{ MeV}$. Im Vergleich dazu beträgt sie ca. $0,25 \dots 0,3 \text{ MeV}$ in Spektren, die mit dem dünnen, auch bei den Koinzidenzmessungen verwendeten Target aufgenommen wurden.

Im Anregungsenergiebereich oberhalb $E_x \approx 20 \text{ MeV}$, in dem auch der Zerfall von ^{24}Mg in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ untersucht wurde, sind die Spektren nahezu strukturlos. Die Energiekalibrierung dieser Spektren erfolgte anhand der Lage der identifizier-

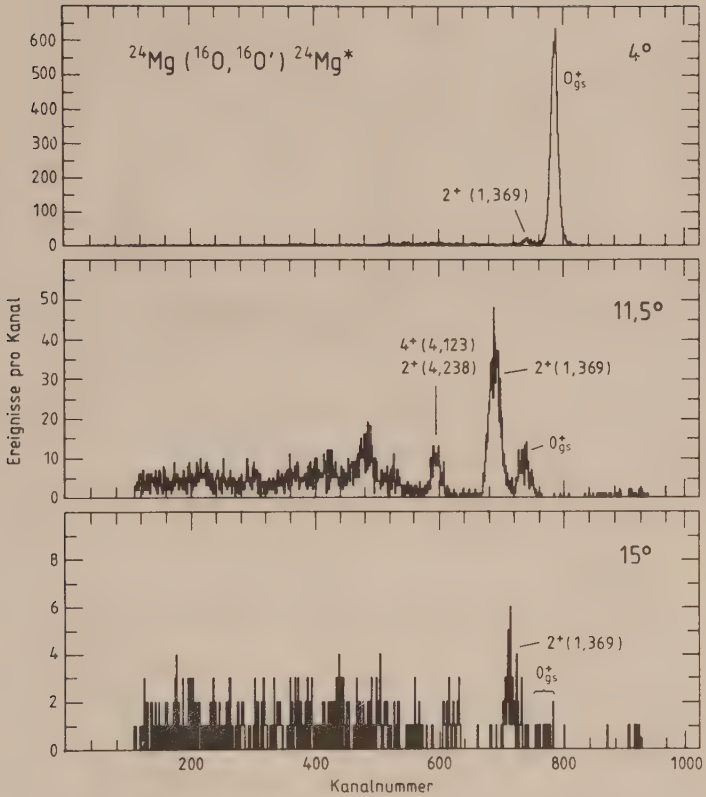


Abb. 4.2: Spektren bei der Streuung von ^{16}O an ^{24}Mg unter drei verschiedenen Streuwinkeln $\vartheta_{\text{Lab}} = 4^\circ$, $\vartheta_{\text{Lab}} = 11,5^\circ$ und $\vartheta_{\text{Lab}} = 15^\circ$

baren Zustände von ^{24}Mg . Im Energiebereich $E_x = 20 \dots 40$ MeV, in dem keine Zustände mehr erkennbar waren, wurde die absolute Genauigkeit der Energie-lage zu ca. $\pm 0,3$ MeV abgeschätzt.

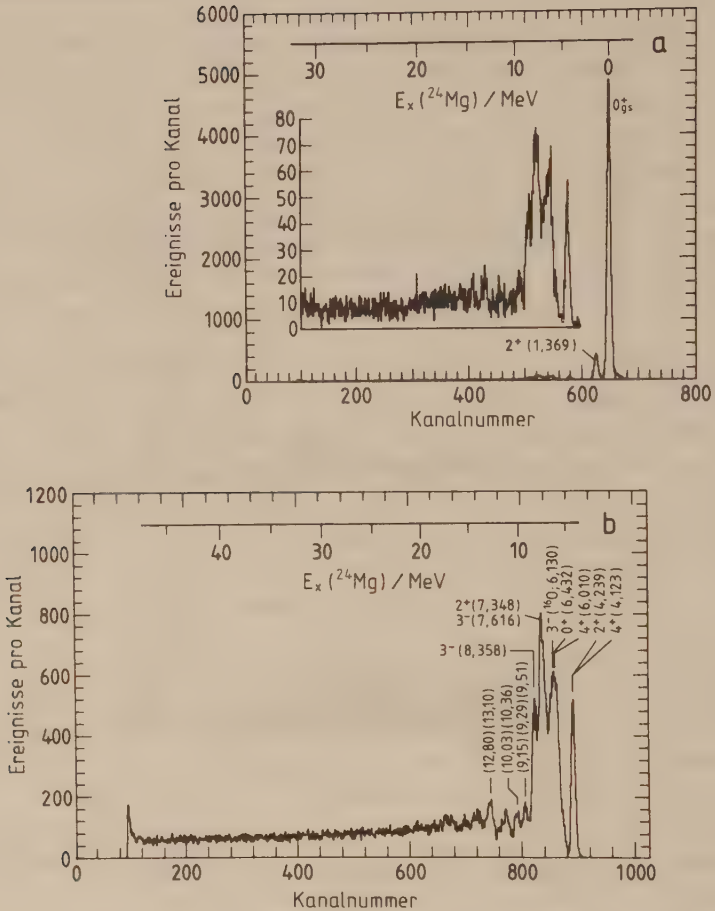


Abb. 4.3: Energiespektren bei der Streuung von ^{16}O an ^{24}Mg bei $\vartheta_{\text{lab}} = 5^\circ$ für zwei verschiedene Anregungsenergiebereiche in ^{24}Mg . Der Bereich zwischen den Kanälen 100 und 600 in Teil a ist mit einer gestreckten y-Achse ebenfalls in die Abbildung eingezeichnet, um einen besseren Vergleich mit dem Spektrum in Teil b zu ermöglichen. Die Anregungsenergien $E_x(^{24}\text{Mg})$ / MeV sind für einige bekannte Zustände von ^{24}Mg in die Spektren eingetragen.

4.2 Analyse der Koinzidenzdaten

Die Analyse der Koinzidenzdaten erforderte neben der Teilchenidentifikation im Spektrographen, die bereits in Abschnitt 4.1.1 beschrieben wurde, auch eine Teilchenidentifikation in den Koinzidenzdetektoren. Die dazu verwendete Methode wird in Abschnitt 4.2.1 behandelt.

Aus den koinzident im Spektrographen und in einem der Detektorteleskope gemessenen Ereignissen lassen sich Informationen über den Zerfall von ^{24}Mg in leichte Teilchen gewinnen (siehe Abschnitt 4.2.2). Da die Meßanordnung nicht auf die Untersuchung solcher Zerfälle optimiert war, ist die Auswertung dieser Daten nicht mit befriedigender Qualität möglich.

Das Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung des Zerfalls von ^{24}Mg in den Ausgangskanal $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Die Isolierung der Zerfallsereignisse aus der großen Menge der gemessenen Daten wird in Abschnitt 4.2.3 beschrieben.

4.2.1 Teilchenidentifikation in den Koinzidenzdetektoren

Die Teilchenidentifikation in den Detektorteleskopen läßt sich anhand von ΔE - E_{Rest} -Darstellungen durchführen. In Abb. 4.4 sind solche Darstellungen für die Ionisationskammerteleskope IC1 und IC2 gezeigt. Alle Elemente bis herunter zu Lithium sind in diesen Darstellungen gut voneinander getrennt zu erkennen. Eine saubere Trennung von Protonen und α -Teilchen war aufgrund der geringen Massenbelegung der ΔE -Gas-Detektoren zwischen etwa 5 und 12 MeV Restenergie nicht möglich. Protonen mit größeren Energien als etwa 12 MeV wurden nicht mehr in den E_{Rest} -Detektoren gestoppt.

Die Identifikation der ^{12}C -Kerne war ab $E_{\text{Rest}} \approx 1,3$ MeV möglich. Der Energieverlust im ΔE -Detektor betrug dabei ca. 2,2 MeV. Berücksichtigt man noch einen Energieverlust von ca. 0,7 MeV in der Fensterfolie der Detektoren und einen mittleren Energieverlust im Target von ca. 0,3 MeV, so ergibt sich eine Gesamtenergie von ca. 4,5 MeV, ab der die Identifikation von aus dem Magnesium-Target emittierten Kohlenstoffkernen möglich ist. Unterhalb dieser Schwelle können die ^{12}C -Kerne nicht mehr von schwereren Teilchen unterschieden werden.

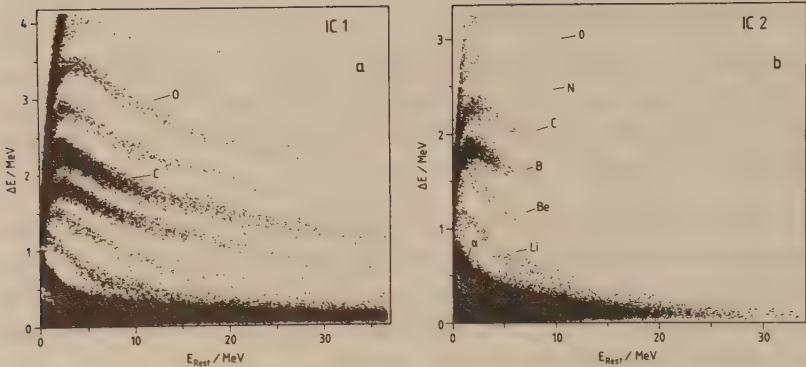


Abb. 4.4: ΔE - E_{Rest} -Darstellungen für die Ionisationskammerteleskope IC1 bei $\vartheta_{\text{IC1}} = -55^\circ$ und IC2 bei $\vartheta_{\text{IC2}} = -85^\circ$. Die hier dargestellten Ereignisse stammen jeweils aus einem kleinen Teil der bei den Koinzidenzmessungen erfaßten Daten.

In Abb. 4.5 sind ΔE - E_{Rest} -Darstellungen für die jeweils aus zwei Oberflächensperrschichtdetektoren bestehenden Koinzidenzdetektoren COD1 und COD2 gezeigt. Die α -Teilchen sind ab einer Energie von ca. 5,5 MeV als solche erkennbar, die Protonen ab einer Energie von ca. 1,5 MeV. Da das Ereignis-Signal dieser Detektoren jeweils vom ΔE -Detektor definiert wurde, wurden die Daten von Protonen mit $E_p > 5 \dots 10$ MeV bereits von der Koinzidenzelektronik nicht mehr erfaßt. Die mit diesen Detektorteleskopen registrierten ^{12}C -Kerne aus dem Zerfall $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ wurden in den ΔE -Detektoren gestoppt. Das E_{Rest} -Signal diente dabei nur als Veto-Information gegen die identifizierbaren Teilchensorten.

4.2.2 Betrachtung des Zerfalls von ^{24}Mg in leichte Teilchen

Bei der Aufnahme der Meßdaten wurde keine Dreifach-Koinzidenz gefordert (siehe Abschnitt 3.5); es ist daher möglich, einige Informationen über den Zerfall von ^{24}Mg in leichte Teilchen aus den abgespeicherten Daten zu gewin-

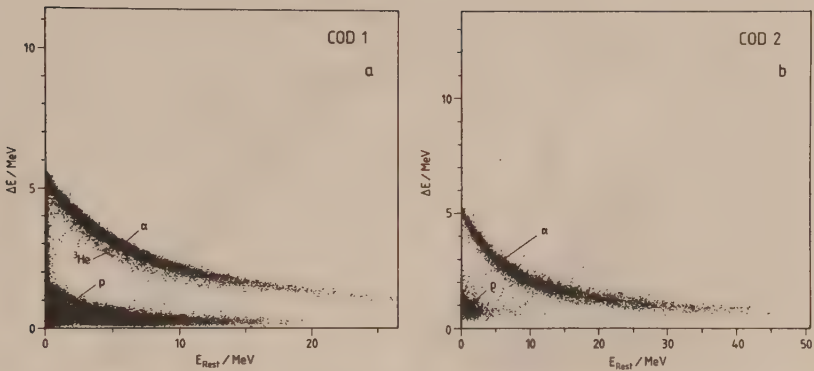


Abb. 4.5: ΔE - E_{Rest} -Darstellungen für die Detektorteleskope COD1 bei $\vartheta_{\text{COD1}} = 124^\circ$ und COD2 bei $\vartheta_{\text{COD2}} = 62^\circ$. Die hier dargestellten Ereignisse stammen jeweils aus einem kleinen Teil der bei den Koinzidenzmessungen erfaßten Daten.

nen. Nur die Daten aus dem Zerfall $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{20}\text{Ne} + \alpha$ wurden weiter ausgewertet. Eine Analyse des Zerfalls $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{23}\text{Na} + p$ schien nicht sinnvoll, da die Protonen ab ca. 12 MeV nicht mehr in den E_{Rest} -Detektoren von IC1 und IC2 gestoppt wurden und damit keine eindeutige Aussage über ihre Energie möglich war.

Zur Auswertung des Zerfalls $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{20}\text{Ne} + \alpha$ wurden für die in den Detektorteleskopen IC1, IC2 oder COD1 koinzident mit dem Spektrographen gemessenen Ereignisse zuerst ΔE - E_{Rest} -Darstellungen (siehe Abschnitt 4.2.1, Abb. 4.4, 4.5) betrachtet. In diesen Darstellungen wurde eine Bedingung auf die α -Teilchen gesetzt. Wie bereits in Abschnitt 4.2.1 angedeutet wurde, war die Trennung von Protonen und α -Teilchen zwischen ca. 5 und 12 MeV nicht vollständig möglich; ein Untergrund an Protonen ist daher in den verbleibenden Daten im genannten Energiebereich nicht auszuschließen.

In Abb. 4.6a ist eine Zwei-Parameter-Darstellung zwischen der Energie der in IC1 gemessenen α -Teilchen und der Position auf der Fokalebene ($^{16}\text{O}'$ -Kerne)

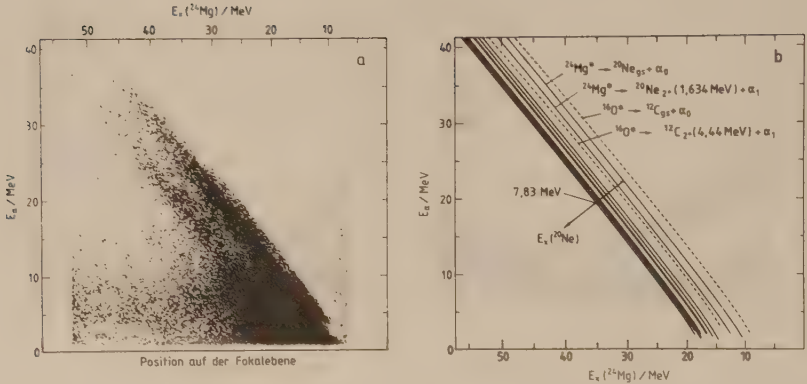


Abb. 4.6: Zwei-Parameter-Darstellung für die Koinzidenzen zwischen einem α -Teilchen in IC1 und einem ^{16}O -Kern im Spektrographen (a) im Vergleich zu kinematischen Kurven (b). Die an den Achsen angegebenen Anregungsenergien gelten nur für Zustände in $^{24}\text{Mg}^*$, die Anregungsenergien des $^{16}\text{O}^*$ -Kerns aus der Störreaktion $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha$ liegen dazu um ca. 0,8...1,8 MeV tiefer.

gezeigt. Die Ereignisse aus den Zerfällen $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{20}\text{Ne}_{gs} + \alpha_0$ bzw. $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{20}\text{Ne}_2(1.634 \text{ MeV}) + \alpha_1$ sind durch Vergleich mit den in Abb. 4.6b gezeigten kinematischen Kurven zu erkennen. Sie stellen die stärksten Zerfallskanäle dar. Ebenfalls zu erkennen sind Störereignisse aus dem Zerfall $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha$, die aus der ^{16}O -Targetverunreinigung stammen. Die großen Öffnungswinkel im Spektrographen und in den Koinzidenzdetektoren, die zur Messung der Ereignisse aus dem Zerfall $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ nötig waren, führten hier zu einer starken Energieverbreiterung. Eine Trennung der Ereignisse aus den oben genannten Zerfällen ist daher kaum möglich. Dies wird auch in Abb. 4.7 deutlich, in der eine Projektion der in Abb. 4.6a dargestellten Daten senkrecht zu den kinematischen Kurven gezeigt ist. Die Daten von IC2 zeigten ein ähnliches Verhalten wie die hier für IC1 dargestellten. In COD1 war der Zerfall aus der Störreaktion $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha$ nur noch schwach erkennbar.

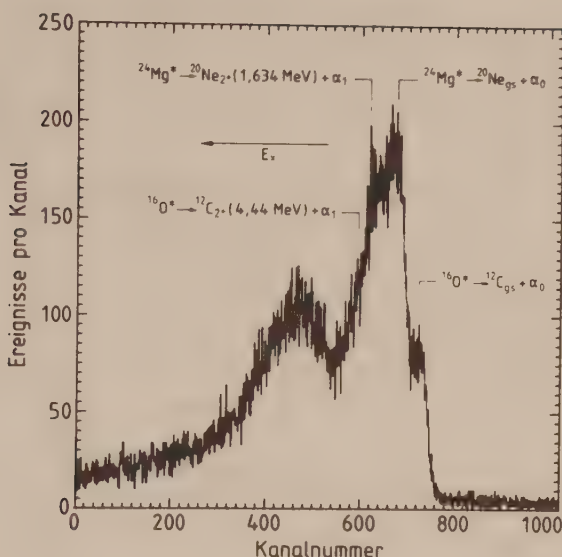


Abb. 4.7: Projektion der in Abb. 4.6a gezeigten Daten senkrecht zu den kinematischen Kurven

Da eine saubere Trennung zwischen den α_0 - und α_1 -Zerfällen von ^{24}Mg nicht möglich war, wurde nur die Summe dieser Ereignisse für eine weitere Betrachtung in Energiespektren projiziert. Eine Beimischung durch einen Teil der Ereignisse des Zerfalls $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha$ konnte dabei nicht ausgeschlossen werden. In Abb. 4.8 sind die so erzeugten Energiespektren der ^{16}O -Kerne im Vergleich mit dem Energiespektrum von inelastisch an ^{24}Mg gestreuten ^{16}O -Kernen gezeigt. Dargestellt sind die Daten, die in Koinzidenz mit den Detektoren IC1, IC2 bzw. COD1 bei $\vartheta_{\text{lab}} = -55^\circ$, -85° bzw. 124° gemessen wurden. Die im Spektrum der inelastischen Streuung (Abb. 4.8a) rechts angegebene Skala für den Wirkungsquerschnitt im Schwerpunktsystem ändert sich geringfügig (ca. $\pm 5\%$) mit der Anregungsenergie von ^{24}Mg , da der Umrechnungsfaktor zwischen Labor- und Schwerpunktsystem nicht konstant ist; innerhalb der Zeichengenauigkeit ist das jedoch vernachlässigbar. Diese Änderung ist bei den Koinzidenzdaten erheblich größer; in Abb. 4.8b kann daher keine Achse für den

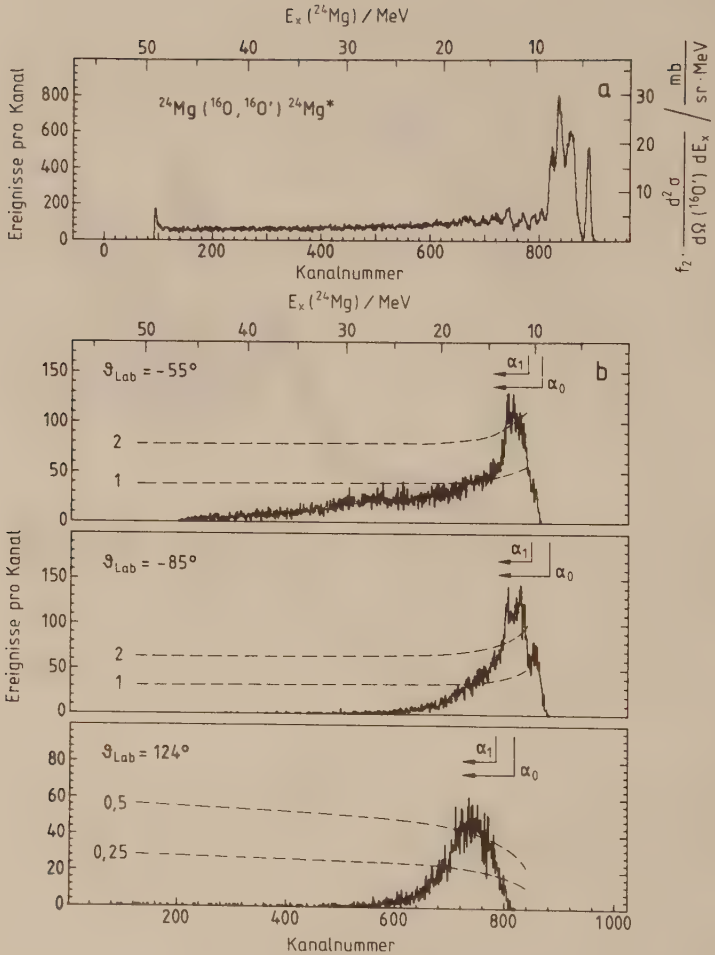


Abb. 4.8: Energiespektrum der inelastisch an ^{24}Mg gestreuten ^{16}O -Kerne (a) im Vergleich mit Energiespektren, die in Koinzidenz mit α -Teilchen aus den Zerfällen $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{20}\text{Ne}_{gs} + \alpha_0$ oder $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{20}\text{Ne}_{2+} (1,634 \text{ MeV}) + \alpha_1$ gemessen wurden (b). Die experimentellen Nachweisschwellen für die α_0 - bzw. α_1 -Zerfälle sind in Teil b durch Pfeile markiert. Die gestrichelten Linien wurden unter Annahme der jeweils angegebenen konstanten dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitte $(f_2 \cdot d^3\sigma / d\Omega(^{16}\text{O}') d\Omega_\alpha dE_x) / (\text{mb} / \text{sr}^2 \text{ MeV})$ berechnet. f_2 ist dabei ein Korrekturfaktor zur Absolutnormierung der Daten (siehe Gleichung 4.8 und Abschnitt 5.1.2).

Wirkungsquerschnitt im Schwerpunktsystem angegeben werden. Als Orientierungshilfe sind in jedes Spektrum von Abb. 4.8b zwei gestrichelte Linien eingezeichnet, die unter Vorgabe eines jeweils konstanten Wirkungsquerschnitts berechnet wurden. Durch Vergleich der Meßkurven mit diesen Linien läßt sich der Wirkungsquerschnitt abschätzen.

Die Rückstoßrichtung des $^{24}\text{Mg}^*$ -Kerns, in der in PWBA-Näherung (siehe Abschnitt 2.3) auch die Symmetrieachse für den Zerfall liegt, fällt bei $E_x(^{24}\text{Mg}) \approx 28 \text{ MeV}$ mit der Nachweisrichtung von IC1 (-55°) zusammen, sie ändert sich jedoch mit der Anregungsenergie $E_x(^{24}\text{Mg})$ um ca. $\pm 15^\circ$. Der Detektor COD1 bei $\vartheta_{\text{COD1}} = 124^\circ$ stand etwa entgegengesetzt zur Rückstoßrichtung des $^{24}\text{Mg}^*$ -Kerns; der Winkel des Detektors IC2 bei $\vartheta_{\text{IC2}} = -85^\circ$ betrug im Schwerpunktsystem des $^{24}\text{Mg}^*$ -Rückstoßkerns im Mittel ca. 35° .

Der Wirkungsquerschnitt fällt in den Koinzidenzspektren (Abb. 4.8b) stark in Richtung höherer Anregungsenergien ab. Der Vergleich der Spektren läßt bei ^{24}Mg -Anregungsenergien ab ca. 20 MeV auf eine starke Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie des Zerfalls $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{20}\text{Ne} + \alpha$ schließen, wie sie auch beim α -induzierten Zerfall von ^{24}Mg beobachtet wurde ^{63,64}.

Auf eine weitere Auswertung der in diesem Abschnitt gezeigten Daten, wie z.B. die Abschätzung von Verzweigungsverhältnissen, wurde aufgrund der bereits angesprochenen Unsicherheiten verzichtet.

4.2.3 Isolierung der Ereignisse aus dem Zerfall von ^{24}Mg in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$

Die wesentlichen Schritte der Datenanalyse, die zur Identifizierung der Ereignisse aus der Reaktion $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}')^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ führten, sind in Abb. 4.9 in Form eines Flußdiagramms dargestellt.

Beim ersten Schritt der Datenreduktion wurde eine Bedingung auf die im Spektrographen registrierten ^{16}O -Kerne gesetzt. Dies erfolgte mit dem bereits in Abschnitt 4.1.1 beschriebenen Verfahren.

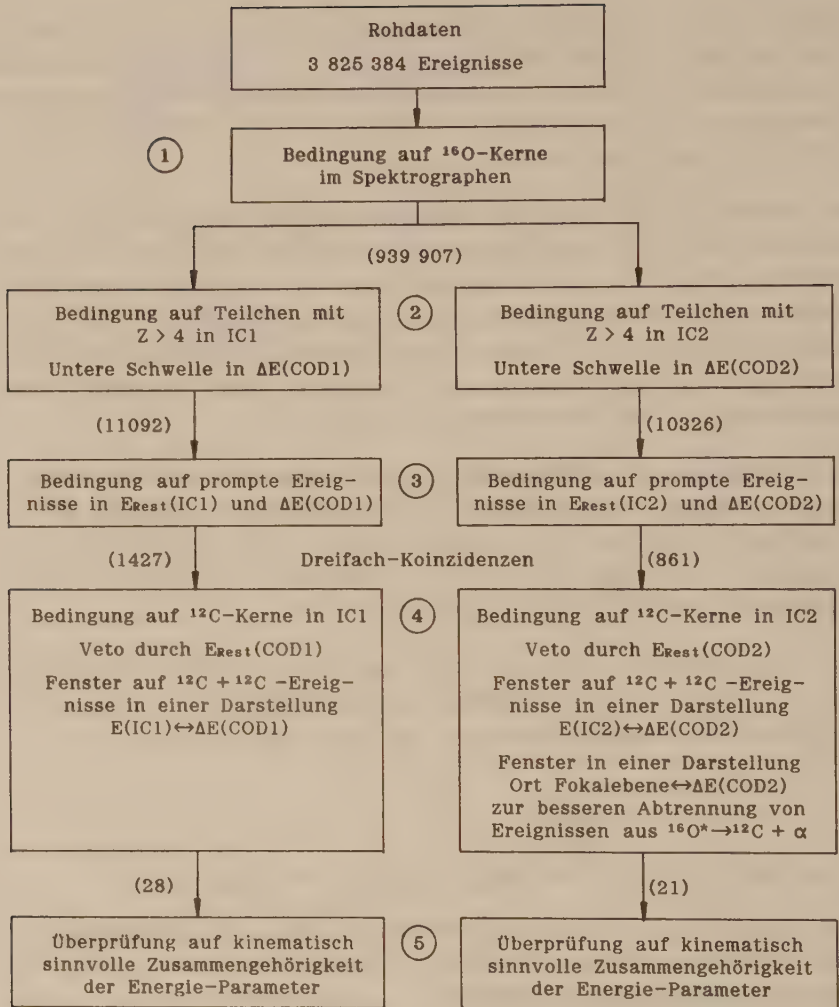


Abb. 4.9: Ablauf der Datenanalyse zur Identifizierung der Ereignisse aus der Reaktion $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}')^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (vereinfacht). In Klammern ist jeweils die Anzahl der nach den verschiedenen Reduktionsstufen verbleibenden Ereignisse angegeben.

Nach dem ersten Schritt wurde die Datenmenge in zwei Teile aufgespalten. Der eine Teil enthielt die koinzident im Spektrographen, in IC1 und in COD1 gemessenen Ereignisse, der andere Teil die Ereignisse, die koinzident im Spektrographen, in IC2 und in COD2 registriert wurden. Zur Durchführung der zweiten Reduktionsstufe wurde jeweils ein Fenster in einer ΔE - E_{Rest} -Darstellung (siehe Abschnitt 4.2.1) gewählt, das nur Teilchen mit $Z > 4$ zuließ. Auf diese Weise wurde die große Menge der nachgewiesenen α -Teilchen bereits an dieser Stelle von den Daten abgetrennt. In den Energiesignalen der ΔE -Detektoren von COD1 und COD2 wurde gleichzeitig jeweils eine untere Schwelle gesetzt, um die Forderung der Dreifach-Koinzidenz zu vervollständigen. Die Schwelle war so tief angesetzt, daß sie nur Null-Konversionen der Analog-Digital-Wandler und einen großen Teil der allein durch das Signalrauschen verursachten Konversionen ausschloß.

Die durch den zweiten Schritt ausgewählten Ereignisse enthielten noch einige zufällige Koinzidenzen; dies läßt sich an den in Abb. 4.10 gezeigten Zeitspektren erkennen. Die Form dieser Spektren wird durch die periodische Struktur des Zyklotron-Strahls hervorgerufen. Der höchste Peak (prompte Peak) enthält die wahren Koinzidenzen. Zur Unterdrückung der zufälligen Koinzidenzen wurde im dritten Schritt ein Zeitfenster auf den Teil der Daten gesetzt, der die wahren Dreifach-Koinzidenzen enthielt.

Abb. 4.10:

Zeitspektren aus den nach der zweiten Reduktionsstufe für IC1 und COD1 verbleibenden Daten. Die x-Richtung ist ein Maß für den Zeitunterschied zwischen einem Ereignis im Szintillator des Fokalebeneendetektors und einem Ereignis in einem der Koinzidenzdetektoren (siehe Abb. 3.10 und Tabelle 3.1). Der dargestellte Zeitbereich beträgt ca. 1 μ s.

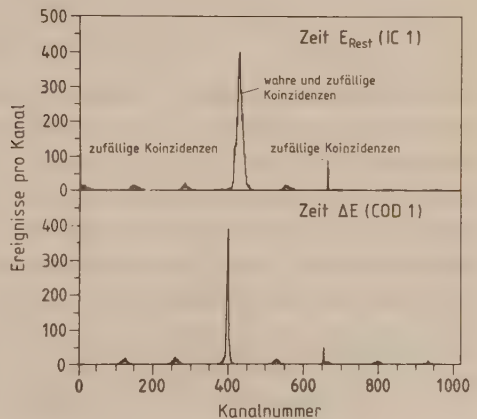
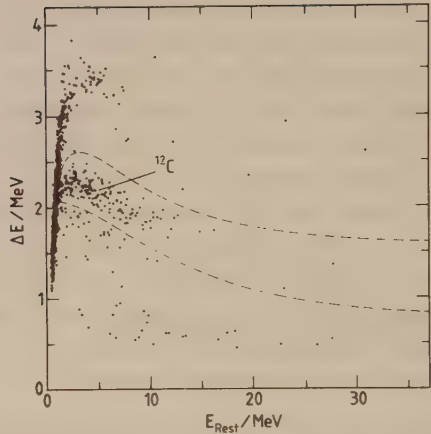


Abb. 4.11:

ΔE - E_{Rest} -Darstellung der nach dem dritten Reduktionsschritt verbleibenden Ereignisse in IC1 bei $\vartheta_{\text{IC1}} = -65^\circ$. In IC2 bei $\vartheta_{\text{IC2}} = -85^\circ$ ergab sich ein ähnliches Bild. Gestrichelt eingezeichnet ist die in der vierten Reduktionsstufe gesetzte Fensterbedingung zur Auswahl der ^{12}C -Kerne.



Der vierte Schritt der Datenreduktion führte schließlich auf zwei Datensätze, die fast nur noch Ereignisse aus der Reaktion $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}')^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ enthielten. Dies wurde durch die im folgenden näher beschriebenen Bedingungen erreicht. Mit einem Fenster in den ΔE - E_{Rest} -Darstellungen der Ionisationskammerteleskope wurden die Kohlenstoffkerne ausgewählt (siehe Abb. 4.11). Die E_{Rest} -Signale der Koinzidenzdetektoren COD1 und COD2 wurden als Veto-Information verwendet, um α -Teilchen ab $E_\alpha \approx 5,5$ MeV und Protonen ab $E_p \approx 1,5$ MeV auszuschließen. Die genannten Bedingungen bewirkten, daß die verbleibende Datenmenge fast nur noch Ereignisse aus den Zerfällen $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ und $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha$ (mit $E_\alpha < 5,5$ MeV) enthielt. Letztere stammten aus der ^{16}O -Targetverunreinigung. Die Unterscheidung dieser Ereignisse von den Ereignissen aus $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ war mit Hilfe von $E(\text{IC1,2}) - \Delta E(\text{COD1,2})$ -Darstellungen weitgehend möglich. In Abb. 4.12 sind die in der Detektorkombination IC1/COD1 gemessenen Ereignisse einigen kinematischen Kurven gegenübergestellt. Durch eine Bedingung auf das in Abb. 4.12a gestrichelt eingezeichnete Fenster ließen sich die Ereignisse aus dem Zerfall $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha$ fast vollständig ausschließen.

Bei der Detektorkombination IC2/COD2 war eine solche Forderung noch zu schwach. In Abb. 4.13 läßt sich dies in einer Zwei-Parameter-Darstellung

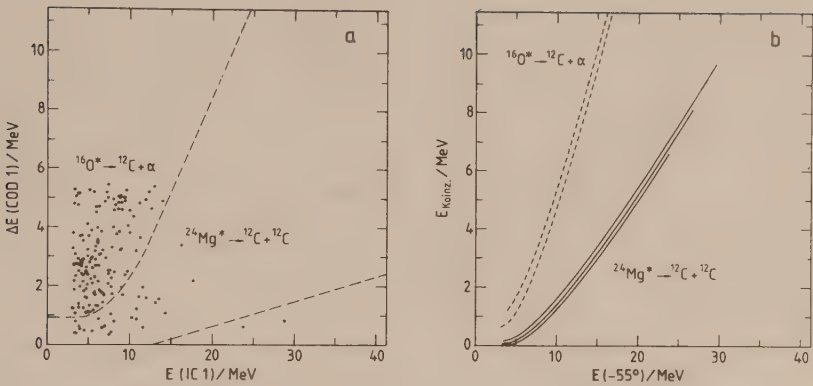


Abb. 4.12: Zwei-Parameter-Darstellung zur Unterscheidung der Ereignisse aus den Zerfällen $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ und $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha$ in der Detektorkombination IC1/COD1 (a). Im Vergleich dazu sind kinematische Kurven gezeigt (b), die sich unter der Voraussetzung ergeben, daß ein ^{12}C -Kern in der Mitte des Detektors IC1 bei $\Delta_{\text{Lab}} = -55^\circ$ nachgewiesen wird. Berücksichtigt sind Zerfälle zum Grundzustand oder zum ersten angeregten Zustand der ^{12}C -Kerne.

zwischen der Position auf der Fokalebene (^{16}O -Kerne) und dem ΔE -Signal von COD2 im Vergleich mit einem Kinematik-Diagramm erkennen. Die in Abb. 4.13a oberhalb der gestrichelten Linie liegenden Ereignisse waren dem Zerfall $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha$ zuzuordnen und wurden daher abgetrennt.

Im fünften und letzten Schritt der Datenanalyse wurden die verbleibenden Ereignisse einzeln anhand von Darstellungen, wie sie in Abb. 4.14 gezeigt sind, auf eine kinematisch sinnvolle Zusammengehörigkeit der gemessenen Energieparameter überprüft. Bei der Berechnung der in den Koinzidenzdetektoren gemessenen Energien wurde ein für Target und Eintrittsfolien abgeschätzter Energieverlust $^{104)}$ addiert, um einen besseren Vergleich mit den kinematischen Kurven zu ermöglichen. In Abb. 4.14 sind die kinematisch möglichen Bereiche der Zerfallsprozesse, die sich durch die gewählten Öffnungswinkel der Detektoren ergaben, grau unterlegt. Ihre Berechnung erfolgte mit einer Monte-Carlo-Methode; diese wird noch in Abschnitt 4.3 genauer beschrieben. Um die

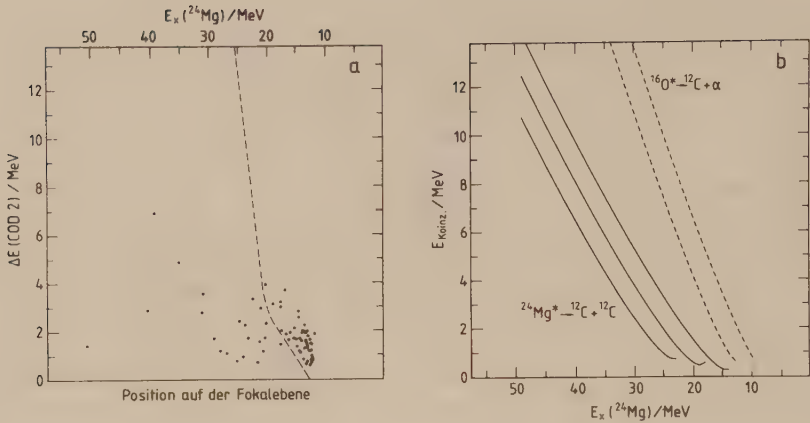


Abb. 4.13: Zwei-Parameter-Darstellung zur weiteren Unterscheidung der Ereignisse aus den Zerfällen $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ und $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha$ in der Detektorkombination IC2/COD2 (a). Die in Teil b gezeigten kinematischen Kurven ergeben sich, wenn ein ^{12}C -Kern in der Mitte des Detektors IC2 bei $\vartheta_{\text{lab}} = -85^\circ$ nachgewiesen wird. Zerfälle zum Grundzustand oder zum ersten angeregten Zustand der ^{12}C -Kerne sind hier berücksichtigt. Die an den Achsen angegebenen Anregungsenergien gelten nur für Zustände in $^{24}\text{Mg}^*$, die Anregungsenergien der $^{16}\text{O}^*$ -Kerne aus der Störreaktion $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha$ liegen dazu um ca. 0,8...1,8 MeV tiefer.

Detektorauflösungen und die Unkenntnis über den Ort der Reaktion im Target zu berücksichtigen, wurden auch noch solche Ereignisse akzeptiert, die bis zu ca. 0,5 MeV außerhalb dieser Bereiche lagen.

Das Ergebnis der Datenanalyse ist für beide Detektorkombinationen in Abb. 4.15 dargestellt. Der in dieser Darstellung aufgetragene Verlust an kinetischer Energie ΔE_{kin} , aus dem man auf die Anregungsenergie der ^{12}C -Kerne schließen kann, wurde nach der Formel $\Delta E_{\text{kin}} = E(^{16}\text{O}) - (E(^{16}\text{O}') + E(\text{IC1},2) + E(\text{COD1},2))$ berechnet. In dieser Darstellung sind alle Ereignisse eingezeichnet, die nach dem vierten Schritt der Datenreduktion übrigblieben. Als gefüllte Kreise sind jedoch nur solche Ereignisse hervorgehoben, die auch die im 5. Schritt gestellten Anforderungen für einen der Zerfälle $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{\text{gs}} + ^{12}\text{C}_{\text{gs}}$, $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{\text{gs}} + ^{12}\text{C}_2(4,44 \text{ MeV})$ oder $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_2(4,44 \text{ MeV}) + ^{12}\text{C}_2(4,44 \text{ MeV})$ erfüllten.

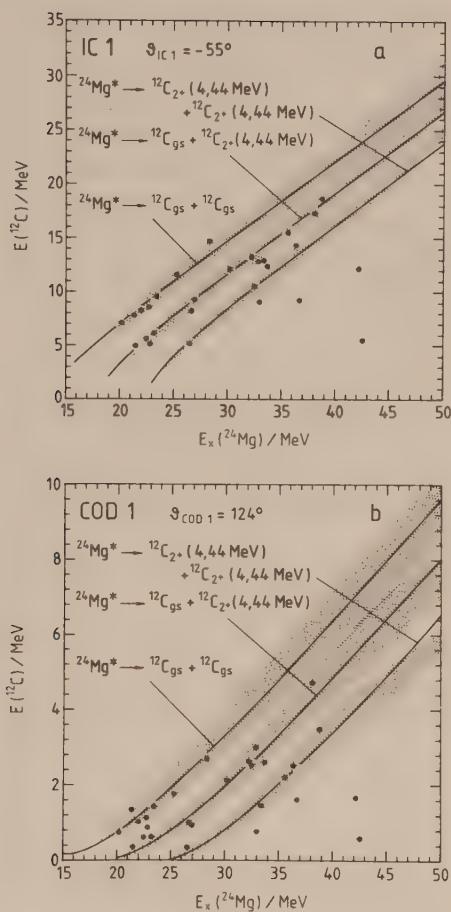


Abb. 4.14: Darstellungen zur Überprüfung der gemessenen Energieparameter in der Detektorkombination IC1/COD1. Alle Ereignisse, die nach dem vierten Schritt der Datenreduktion übrigblieben, sind eingezeichnet. Die bei Berücksichtigung der Detektoröffnungen möglichen Energiebereiche für die einzelnen Zerfälle sind grau unterlegt. Die durchgezogenen Kurven gelten für den Fall, daß ein ^{12}C -Kern in der Mitte des Detektors IC1 nachgewiesen wird.

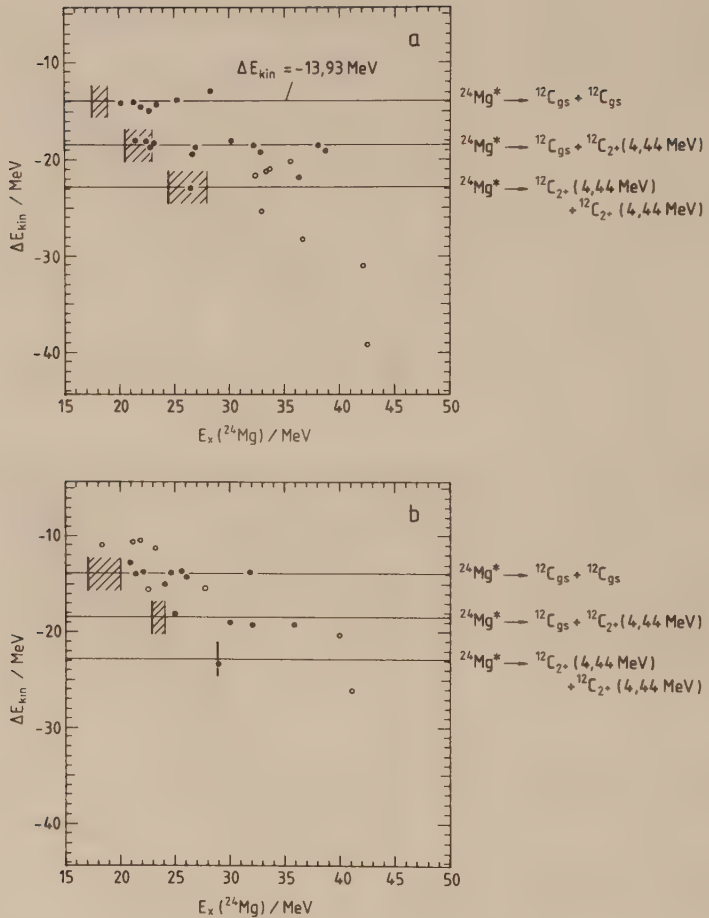


Abb. 4.15: Ergebnis der Datenanalyse für die Detektorkombinationen IC1/COD1 bei $-55^\circ/124^\circ$ (a) und IC2/COD2 bei $-85^\circ/62^\circ$ (b). Alle nach dem vierten Schritt der Datenreduktion verbleibenden Ereignisse sind eingezeichnet. Die Ereignisse, die dem Zerfall $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ zugeordnet werden konnten, sind als gefüllte Kreise hervorgehoben. Die fetten senkrechten Balken kennzeichnen die kinematischen Nachweisschwellen; schraffiert sind Bereiche, in denen die energetischen Nachweisschwellen in den Detektoren unterschritten werden konnten.

4.3 Berechnung der Koinzidenzraumwinkel

Die Berechnung des Koinzidenzraumwinkels für den Nachweis der Reaktion $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}')^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ wurde nach dem Monte-Carlo-Prinzip durchgeführt. Auf diese Weise konnten auch außerhalb der Streuebene der primären Reaktion $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}')^{24}\text{Mg}^*$ liegende Zerfallsrichtungen der ^{12}C -Kerne leicht bei der Berechnung der Raumwinkel berücksichtigt werden.

Ein vereinfachtes Flußdiagramm des Programms (OMEGA), das für diese Berechnungen erstellt wurde, ist in Abb. 4.16 zu sehen. Die Berechnungen können für jede Reaktion der Form $b(a,c)d$ mit anschließendem Zerfall $d \rightarrow e + f$ durchgeführt werden. Im vorliegenden Fall ist $a = ^{16}\text{O}$, $b = ^{24}\text{Mg}$, $c = ^{16}\text{O}'$, $d = ^{24}\text{Mg}^*$ und $e = f = ^{12}\text{C}$. Das Prinzip des Programms besteht darin, sowohl für die primäre Reaktion $b(a,c)d$ wie auch für den Zerfall $d \rightarrow e + f$ Zufallsrichtungen zu erzeugen und zu überprüfen, ob die in Schritt 1 vorgegebene Detektoranordnung die Teilchen erfassen kann. Aus der Wahrscheinlichkeit, mit der der letztgenannte Prozeß geschieht, läßt sich der Raumwinkel berechnen.

Die im Flußdiagramm angegebenen Schritte 3 bis 5 werden mehrfach durchlaufen. Jeder Durchlauf stellt einen Versuch dar. Sowohl in Schritt 3 wie auch in Schritt 4 werden Zufallsrichtungen erzeugt. Die Flugrichtung eines Teilchens kann in Polarkoordinaten durch die Winkel Φ und Θ beschrieben werden. Die nacheinander erzeugten Zufallsrichtungen müssen eine isotrope Winkelverteilung im Schwerpunktsystem ergeben. Hierzu wurden folgende Formeln¹⁰⁵⁾ verwendet:

$$\Phi = \Phi_1 + \text{RAN}(\Phi_2 - \Phi_1) \quad (4.1)$$

$$\Theta = \arccos(\cos \Theta_1 - \text{RAN}(\cos \Theta_1 - \cos \Theta_2)) \quad (4.2)$$

RAN ist dabei eine Funktion zur Erzeugung von Pseudo-Zufallszahlen. Φ_1 und Φ_2 bzw. Θ_1 und Θ_2 geben die Grenzen der Winkelbereiche an, die bei der Erzeugung der Zufallsrichtungen überstrichen werden. Im einfachsten Fall könnte der volle Raumwinkel (4π) zugrunde gelegt werden mit $0 \leq \Phi \leq 2\pi$ und $0 \leq \Theta \leq \pi$. Da die Detektoren in der Regel nur einen relativ kleinen Raumwinkelbereich überdecken, würden die meisten Versuche in diesem Fall nicht

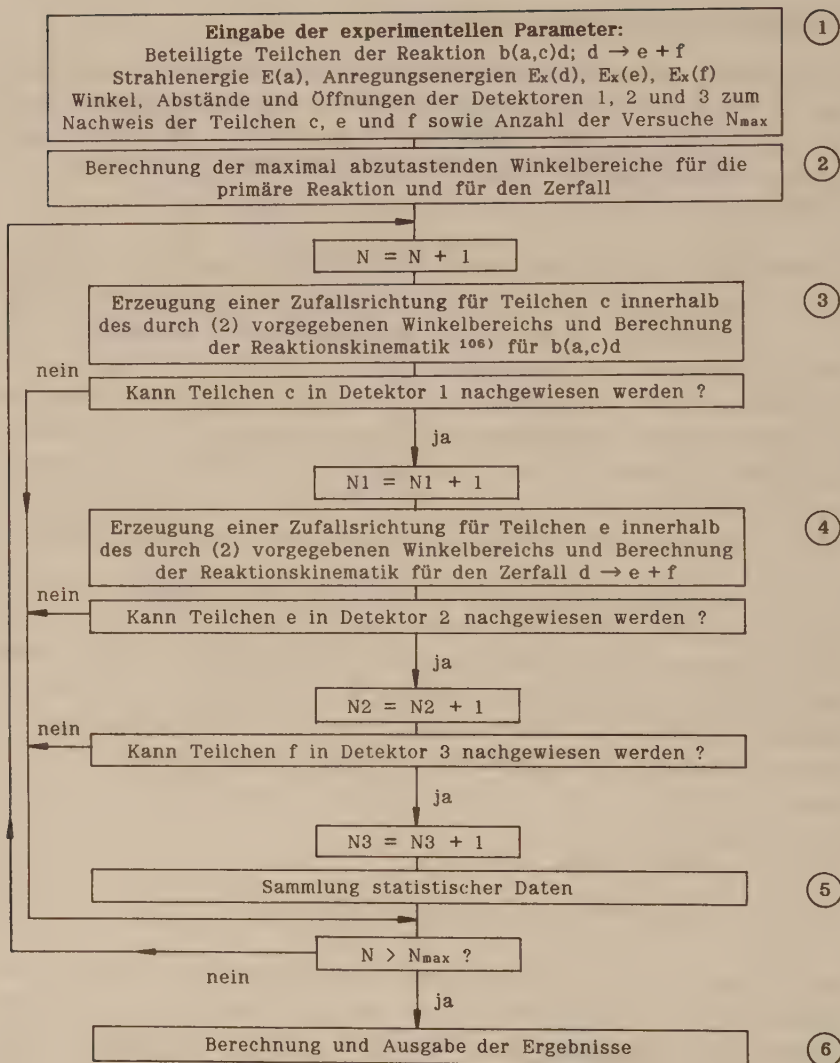


Abb. 4.16: Vereinfachtes Flußdiagramm des Programms OMEGA zur Berechnung der Koinzidenzraumwinkel

zu Treffern in den Detektoren führen; das Programm würde damit sehr ineffektiv arbeiten, und die Rechenzeiten wären entsprechend groß. Durch geometrische Überlegungen kann der abzutastende Raumwinkelbereich meist stark eingeschränkt werden. Die hierzu erforderlichen Rechnungen sind zwar aufwendig, werden jedoch nur einmal während des Programmablaufs durchgeführt (Schritt 2).

Während des Ablaufs der Schleife (Schritte 3...5) werden die Versuche in der Variablen N , die Treffer in den Variablen N_1 , N_2 und N_3 gezählt. Dabei registriert N_1 die Treffer des Teilchens c in Detektor 1, N_2 die damit koinzidenten Treffer von Teilchen e in Detektor 2 und N_3 die Ereignisse, bei denen gleichzeitig auch noch Teilchen f in Detektor 3 nachgewiesen wird. Die Berechnung der Raumwinkel geschieht in Schritt 6 durch Multiplikation der Trefferwahrscheinlichkeiten N_1/N , N_2/N_1 bzw. N_3/N_1 mit den entsprechenden in Schritt 2 ermittelten Raumwinkelbereichen. Aus N_1/N wird dabei der Raumwinkel für den Detektor 1 (Spektrograph), aus N_2/N_1 der Raumwinkel eines Koinzidenzdetektors (IC1 bzw. IC2) ermittelt. Der Raumwinkel für die Dreifach-Koinzidenz wird aus dem Verhältnis N_3/N_1 abgeleitet.

Die Genauigkeit der Rechnungen wird durch den statistischen Fehler in der Anzahl der Treffer bestimmt und ist damit von der Anzahl der verwendeten Versuche $N_{\max}$ und von der verwendeten Rechenzeit abhängig.

Neben der Raumwinkelberechnung liefert das Programm auch Daten über minimale und maximale Energien in den Koinzidenzdetektoren (in Abschnitt 4.2.3 bereits verwendet), über den mittleren Zerfallswinkel im Schwerpunktsystem des Rückstoßkerns d (hier $^{24}\text{Mg}^*$) und über die Abhängigkeit des Raumwinkels vom Streuwinkel innerhalb der Detektoröffnungen. Diese Daten werden in Schritt 5 nach jedem Treffer auf den neuesten Stand gebracht.

Die Ergebnisse der Raumwinkelberechnungen sind in Abb. 4.17 als Funktion der Anregungsenergie $E_x(^{24}\text{Mg})$ für beide Koinzidenzdetektorkombinationen IC1/COD1 bzw. IC2/COD2 dargestellt. Die Anzahl der Versuche betrug hierbei $N_{\max} = 50000$ für jeden Datenpunkt.

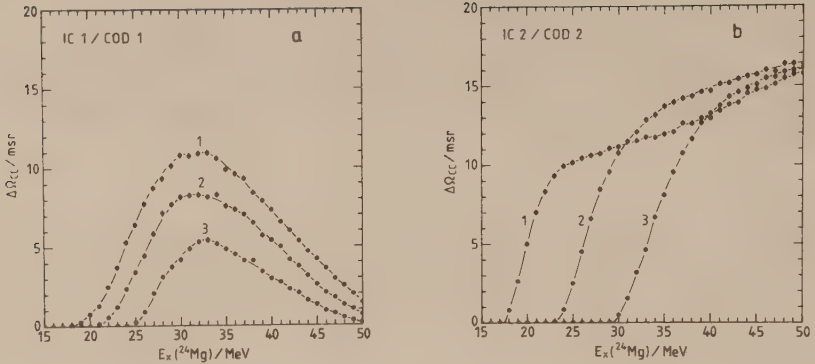


Abb. 4.17: Ergebnis der Raumwinkelberechnungen für die Detektorkombinationen IC1/COD1 bei $-55^\circ/124^\circ$ (a) und IC2/COD2 bei $-85^\circ/62^\circ$ (b). $\Delta\Omega_{cc}$ ist der Koinzidenzraumwinkel im Schwerpunktsystem des $^{24}\text{Mg}^*$ -Rückstoßkerns; er unterscheidet sich für die Zerfälle $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{gs}$ (1), $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{2+}(4,44 \text{ MeV})$ (2) und $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{2+}(4,44 \text{ MeV}) + ^{12}\text{C}_{2+}(4,44 \text{ MeV})$ (3).

4.4 Berechnung der Wirkungsquerschnitte

Der differentielle Wirkungsquerschnitt im Schwerpunktsystem läßt sich bei den mit dem Spektrographen durchgeführten Messungen der elastischen und inelastischen Streuung von ^{16}O an ^{24}Mg unter Annahme einer Nachweiswahrscheinlichkeit von 100 % nach folgender Formel berechnen:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega(^{16}\text{O}')} = \frac{\Delta n}{n_0} \cdot \frac{1}{(N\Delta x)} \cdot \frac{1}{\Delta\Omega(^{16}\text{O}')} \quad (4.3)$$

mit

- n_0 : Anzahl der Strahlteilchen
- Δn : Anzahl der nachgewiesenen Teilchen
- $(N\Delta x)$: Anzahl der Targetteilchen pro Fläche
- $\Delta\Omega(^{16}\text{O}')$: Raumwinkel des Spektrographen für den Nachweis der gestreuten ^{16}O -Kerne im Schwerpunktsystem

Bei der inelastischen Streuung von ^{16}O an ^{24}Mg sind die Spektren im Bereich hoher Anregungsenergien nahezu strukturlos (siehe Abschnitt 4.1.2). In diesem Fall ist die Angabe des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts $d^2\sigma/(dQ(^{16}\text{O}') dE_x)$ sinnvoller; es gilt:

$$\frac{d^2\sigma}{dQ(^{16}\text{O}') dE_x} = \frac{\Delta n(\Delta E_x)}{n_0} \cdot \frac{1}{(N\Delta x)} \cdot \frac{1}{\Delta Q(^{16}\text{O}')} \cdot \frac{1}{\Delta E_x} \quad (4.4)$$

Dabei ist $\Delta n(\Delta E_x)$ die Anzahl der im Anregungsenergiebereich ΔE_x nachgewiesenen Ereignisse.

Eine ähnliche Beziehung gilt auch für den dreifach-differentiellen Wirkungsquerschnitt $d^3\sigma_{cc}/(dQ(^{16}\text{O}') dQ_{cc} dE_x)$:

$$\frac{d^3\sigma_{cc}}{dQ(^{16}\text{O}') dQ_{cc} dE_x} = \frac{\Delta n_{cc}(\Delta E_x)}{n_0} \cdot \frac{1}{(N\Delta x)} \cdot \frac{1}{\Delta Q(^{16}\text{O}')} \cdot \frac{1}{\Delta Q_{cc}} \cdot \frac{1}{\Delta E_x} \quad (4.5)$$

mit $\Delta n_{cc}(\Delta E_x)$: Anzahl der im Anregungsenergiebereich ΔE_x gemessenen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ - Koinzidenzereignisse
 ΔQ_{cc} : Koinzidenzraumwinkel (Berechnung siehe Abschnitt 4.3)

Die in den Gleichungen (4.3) bis (4.5) angegebene Anzahl der Zerfallsteilchen pro Fläche ($N\Delta x$) ergibt sich bei Berücksichtigung des Targetwinkels aus der Beziehung:

$$(N\Delta x) = \frac{N_A}{M} (q\Delta x) \cdot \frac{1}{\sin \alpha} \quad (4.6)$$

mit $(q\Delta x)$: Massenbelegung des Targets
 M : Molare Masse
 N_A : Avogadro-Konstante
 α : Winkel der Targetfläche zum Strahl

Die Anzahl der Strahlteilchen n_0 läßt sich bei Strahlstromnormierung unter Annahme eines idealen Ladungssammelungsprozesses berechnen mit:

$$n_0 = \frac{Q}{q_m e} \quad (4.7)$$

mit	Q	: gemessene Ladung am Faraday-Cup
	q _m	: mittlerer Ladungszustand der ¹⁶ O-Ionen
	e	: Elementarladung

Mit dieser Normierung und den in den Gleichungen (4.3) bis (4.6) angegebenen Formeln ist keine exakte Berechnung absoluter Wirkungsquerschnitte möglich. So wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit des Spektrographen mit 100 % angesetzt. Wie bereits im Abschnitt 3.4.1 erwähnt wurde, hängt sie von der Ladungsverteilung der das Target verlassenden ¹⁶O-Ionen ab. Da der Spektrograph nicht mehr als einen Ladungszustand gleichzeitig auf die Fokalebene abbilden kann, ist die Nachweiswahrscheinlichkeit kleiner als 100 %. Die Wahrscheinlichkeit für einen bestimmten Ladungszustand wie auch die mittlere Ladung q_m lassen sich zwar mit Hilfe semiempirischer Formeln^{107,108)} abschätzen, unbekannt bleibt jedoch der Fehler, der beim Prozeß der Ladungssammlung entsteht (siehe auch Abschnitt 3.4.2). Eine weitere Fehlerquelle ergibt sich aufgrund der ungenauen Kenntnis der Targetdicke.

Da nicht alle oben genannten Effekte quantitativ berechnet oder abgeschätzt werden konnten, erfolgte die Berechnung der Wirkungsquerschnitte nach den für ideale Bedingungen geltenden Formeln (4.3) bis (4.7) und unter der Annahme q_m = 8. Alle dabei entstandenen Fehler wurden in Korrekturfaktoren f₁ und f₂ zusammengefaßt, wobei gilt:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{abs}} \cdot f_{1,2} = \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (q_m = 8, \text{ ideale Bedingungen}) \quad (4.8)$$

Für die in zwei verschiedenen Strahlzeiten gemessenen Daten ergaben sich unterschiedliche Korrekturfaktoren; sie sind hier mit f₁ und f₂ bezeichnet. Eine Abschätzung von f₁ bzw. f₂ erfolgt noch in Abschnitt 5.1.2 beim Vergleich der gemessenen Winkelverteilungen mit theoretisch berechneten Winkelverteilungen.

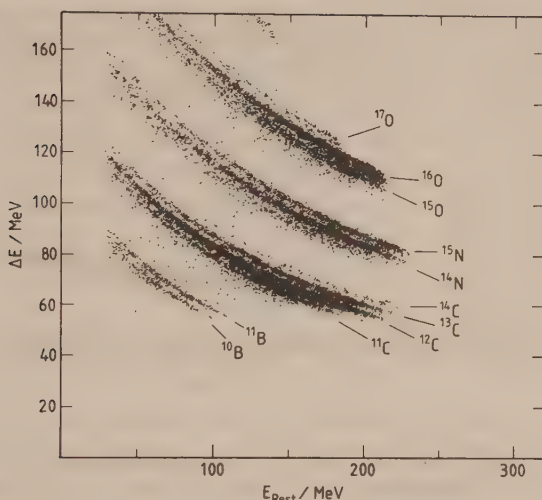


Abb. 4.18: ΔE - E_{Rest} -Darstellung für den Monitordetektor bei $\vartheta_{\text{Mon}} = 9^\circ$. Die Ereignisse bei niedrigen Energien in ΔE und E_{Rest} wurden durch Schwellen in der Nachweiselektronik ausgeblendet.

Zur Überprüfung der Strahlstromnormierung wurden die mit dem Monitordetektor registrierten Daten verwendet. Der Monitordetektor wurde bei den Messungen der Winkelverteilungen der Streuung von ^{16}O an ^{24}Mg parallel zur Strahlstromnormierung eingesetzt (siehe Abschnitt 3.4.2).

In Abb. 4.18 ist eine ΔE - E_{Rest} -Darstellung für diesen Detektor gezeigt. Durch eine Bedingung auf die ^{16}O -Kerne in dieser Darstellung und nach Summation der ΔE - und E_{Rest} -Parameter lassen sich Energiespektren der ^{16}O -Kerne erzeugen. Ein Beispiel eines solchen Spektrums ist in Abb. 4.19 gezeigt. Die hohe Struktur im rechten Teil des Spektrums ist eine Überlagerung von Ereignissen aus elastischer Streuung und Ereignissen aus inelastischer Streuung zum 1. angeregten Zustand (2^+ ; 1,369 MeV) von ^{24}Mg . Aufgrund des relativ großen Öffnungswinkels des Monitordetektors ($\Delta\vartheta_{\text{Lab}} \approx \pm 1,4^\circ$) beträgt die Energieverbreiterung der Linien ca. 3 MeV. Da die Detektorauflösung deutlich besser ist, spiegeln sich Oszillationen der Winkelverteilungen innerhalb des Öffnungswinkels auch im Energiespektrum wider.

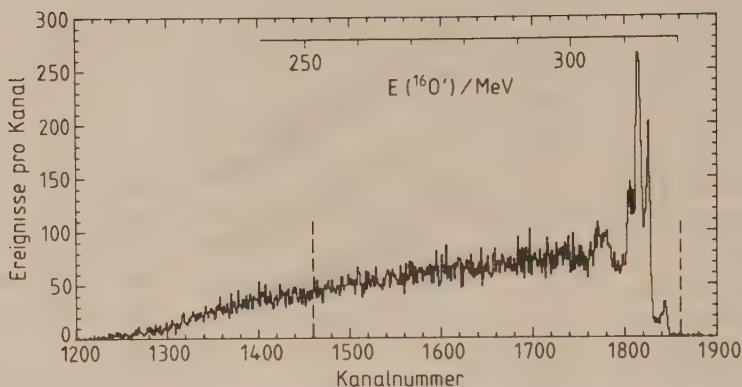


Abb. 4.19: Energiespektrum der ^{16}O -Kerne im Monitordetektor bei $\vartheta_{\text{Mon}} = 9^\circ$ und einer Einschußenergie $E(^{16}\text{O}) = 320 \text{ MeV}$. Die Ereignisse zwischen den gestrichelten Linien wurden für die Auswertung der Monitor-daten aufsummiert.

Zum Vergleich der Monitornormierung mit der Strahlstromnormierung wurden die ^{16}O -Ereignisse über einen weiten, jedoch für alle Messungen gleichen Energiebereich (400 Kanäle bzw. ca. 70 keV) aufsummiert, da die Anzahl der Ereignisse in vielen Monitorspektren nur sehr gering war. Der Quotient zwischen der Summe der ^{16}O -Ereignisse in dem in Abb. 4.19 angegebenen Energiebereich und der gemessenen Ladung Q schwankte bei den einzelnen Messungen maximal um 4 %, meist jedoch weniger als 2 % um einen Mittelwert. Der statistische Fehler betrug bei den Monitorereignissen 0,6...3 %. In den meisten Fällen lag der Mittelwert des Quotienten innerhalb der Fehlergrenzen, die durch die statistischen Fehler der Monitorereignisse gegeben wurden. Die Strahlstromnormierung und die Monitornormierung lieferten damit innerhalb der genannten Fehlergrenzen das gleiche Ergebnis.

5 Experimentelle Ergebnisse und Diskussion

Darstellung und Diskussion der Meßergebnisse gliedern sich in drei Teile. Zunächst werden in Abschnitt 5.1 die gemessenen Winkelverteilungen der elastischen und inelastischen Streuung von ^{16}O an ^{24}Mg beschrieben und mit Modellrechnungen verglichen. Mit dem Zerfall von ^{24}Mg in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ befaßt sich dann Abschnitt 5.2. Im letzten Abschnitt (5.3) werden die wesentlichen Ergebnisse dieser Arbeit zusammenfassend diskutiert.

5.1 Winkelverteilungen der elastischen und inelastischen Streuung von ^{16}O an ^{24}Mg

Die gemessenen Winkelverteilungen für die elastische Streuung von ^{16}O an ^{24}Mg und die inelastische Streuung zum 1. angeregten Zustand (2^+) von ^{24}Mg bei $E_x = 1,369$ MeV dienen als Grundlage für die Berechnung der Winkelverteilungen bei höheren Anregungsenergien des ^{24}Mg -Kerns und ermöglichen damit die Bestimmung des beobachteten Anteils der EWSR. Die gemessenen Winkelverteilungen werden zunächst in Abschnitt 5.1.1 dargestellt. Sie lassen sich durch Rechnungen mit der CC-Methode beschreiben (Abschnitt 5.1.2). Außer der Bestimmung eines Satzes geeigneter Potentialparameter ermöglicht der Vergleich zwischen den experimentell gemessenen Winkelverteilungen und den theoretisch berechneten Winkelverteilungen auch eine Abschätzung der Normierungsfaktoren f_1 und f_2 (siehe Abschnitt 4.4, Gl. (4.8)), die für die Berechnung absoluter Wirkungsquerschnitte erforderlich sind.

5.1.1 Darstellung der experimentellen Ergebnisse

Die gemessenen Winkelverteilungen für die elastische und inelastische Streuung von ^{16}O an ^{24}Mg sind in Abb. 5.1 dargestellt; eine Tabelle der Meßwerte ist im Anhang zu finden. Für die elastische Streuung ist in Abb. 5.1 jeweils das Verhältnis zum Wirkungsquerschnitt für reine Rutherford-Streuung aufgetragen. Der 2^+ -Zustand bei $E_x = 4,239$ MeV war in den Spektren nicht vom 4^+ -Zustand bei $E_x = 4,123$ MeV zu unterscheiden (siehe Abschnitt 4.1.2, Abb. 4.2).

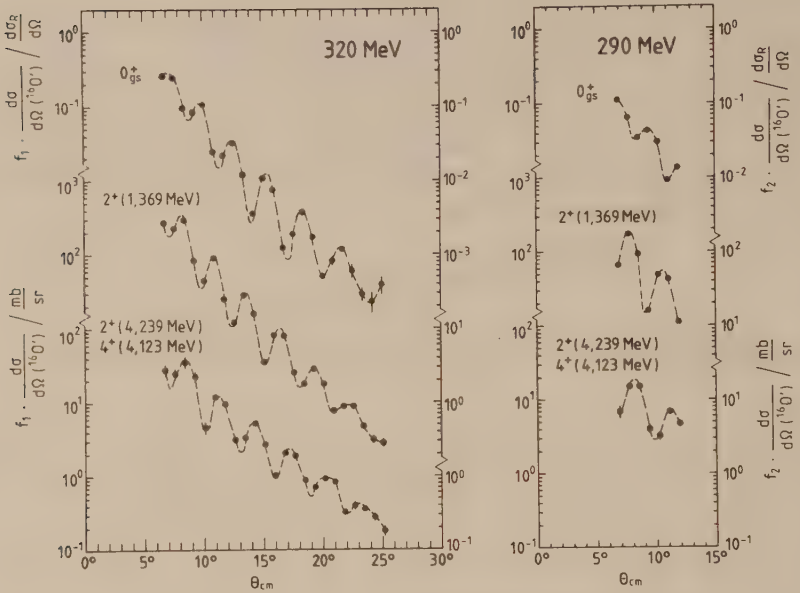


Abb. 5.1: Winkelverteilungen der elastischen und inelastischen Streuung von ^{16}O an ^{24}Mg bei 320 MeV bzw. 290 MeV. f_1 und f_2 sind Korrekturfaktoren zur Absolutnormierung der Daten (siehe Abschnitt 5.1.2). Die gestrichelten Kurven dienen nur der Orientierung.

Die unteren in Abb. 5.1 gezeigten Winkelverteilungen enthalten daher Beiträge von beiden oben genannten Zuständen. Eine Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte war aus den Meßdaten allein nicht möglich (siehe Abschnitt 4.4). In dieser Abbildung sind die Wirkungsquerschnitte daher mit Korrekturfaktoren f_1 und f_2 versehen (siehe Gleichung (4.8)). Auf eine Abschätzung dieser Korrekturfaktoren wird noch im nächsten Abschnitt (5.1.2) eingegangen.

In Abb. 5.1 sind nur die statistischen Fehler der Meßwerte eingezeichnet. Die zusätzlich möglichen Fehler in der relativen Normierung der Wirkungsquerschnitte lagen unter 5 % (siehe Abschnitt 4.4). Die Winkel wurden mit einer relativen Genauigkeit von $\Delta\vartheta_{\text{Lab}} \leq \pm 0,03^\circ$, entsprechend $\Delta\vartheta_{\text{cm}} \leq \pm 0,05^\circ$ eingestellt. Der Öffnungswinkel des Spektrographen betrug $\Delta\vartheta_{\text{Lab}} = 0,32^\circ$ bzw. $\Delta\vartheta_{\text{cm}} = 0,57^\circ$ für die Messung bei $E(^{16}\text{O}) = 320$ MeV und $\Delta\vartheta_{\text{Lab}} = 0,43^\circ$ bzw.

$\Delta\Theta_{\text{cm}} = 0,77^\circ$ für die Messung bei $E(^{16}\text{O}) = 290 \text{ MeV}$. Ein möglicher Fehler bei der Absolutangabe der Winkel ergibt sich aus der Unkenntnis der exakten Richtung des Strahls. Aufgrund geometrischer Überlegungen wurde dieser Fehler zu $\Delta\Theta_{\text{lab}} \leq \pm 0,5^\circ$ abgeschätzt. Eine Verschiebung der Winkel ist damit um $\Delta\Theta_{\text{cm}} = \pm 0,8^\circ$ möglich.

Alle dargestellten Winkelverteilungen zeigen eine deutlich ausgeprägte oszillierende Struktur und fallen sehr stark zu größeren Streuwinkeln hin ab. In der elastischen Streuung ist dieses Erscheinungsbild typisch für das optische Analogon der Fraunhofer-Beugung. Ein solches Verhalten wird erwartet, wenn die Auswirkungen der Coulomb-Effekte auf die Teilchenbahnen klein sind. In Winkelverteilungen, die für das System $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ bei einer Energie $E(^{16}\text{O}) = 141,5 \text{ MeV}$ gemessen wurden¹⁰⁹⁾, läßt sich ein ähnliches Verhalten beobachten. Beim Vergleich der Winkelverteilungen für elastische Streuung und der Winkelverteilungen für inelastische Streuung zum 2^+ -Zustand bei $E_x = 1,369 \text{ MeV}$ in ^{24}Mg stellt man fest, daß die Oszillationen etwa gegenphasig verlaufen. Dieses Verhalten wird von der Blairschen Phasenregel¹¹⁰⁾ für Übergänge mit geradzahligem Drehimpulsübertrag (ohne Paritätswechsel) vorhergesagt, wogegen die Oszillationen für Übergänge mit ungeradzahligem Drehimpulsübertrag in Phase liegen sollten.

5.1.2 Berechnung der Winkelverteilungen mit der CC-Methode

Zur gleichzeitigen Berechnung der Winkelverteilungen der elastischen Streuung von ^{16}O an ^{24}Mg und der Winkelverteilungen der inelastischen Streuung zum 2^+ -Zustand bei $E_x(^{24}\text{Mg}) = 1,369 \text{ MeV}$ wurde die CC-Methode (siehe Abschnitt 2.1) verwendet. Die Rechnungen wurden mit dem Programm ECIS^{70,71)} im Rahmen des Vibrationsmodells durchgeführt.

Als Startwert für einen Fit theoretischer Kurven an die gemessenen Daten wurde das von Cramer et al.¹¹¹⁾ angegebene E18-Potential (siehe Tabelle 5.1) gewählt. Die Autoren entwickelten dieses Potential zur Beschreibung der elastischen Streuung von ^{16}O an ^{28}Si in einem weiten Energiebereich ($33 \text{ MeV} \leq E(^{16}\text{O}) \leq 215,5 \text{ MeV}$). In Abb. 5.2 sind nach dem optischen Modell

Tabelle 5.1: Potentialparameter für die nach dem optischen Modell bzw. mit der CC-Methode durchgeführten Rechnungen

Potential	V/MeV	r_v/fm	a_v/fm	W/MeV	r_w/fm	a_w/fm	r_c/fm
E18 ¹¹¹⁾	10,0	1,35	0,618	23,4	1,23	0,552	1,0
CC-Fit	11,0	1,404	0,634	9,957	1,332	0,447	1,0

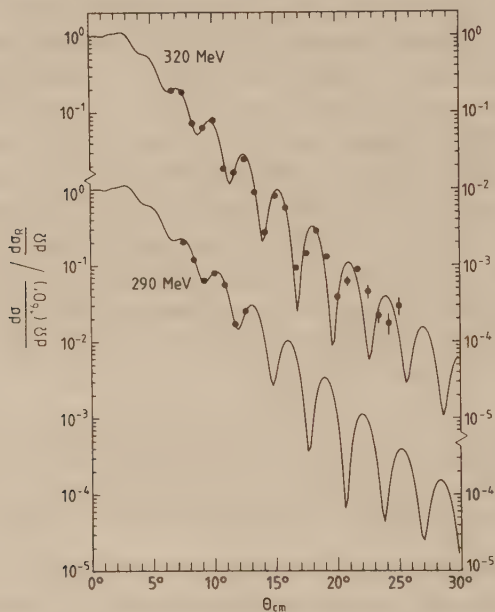


Abb. 5.2: Vergleich der im Experiment gemessenen Winkelverteilungen für die elastische Streuung von ^{16}O an ^{24}Mg mit Rechnungen nach dem optischen Modell. Hierbei wurde das E18-Potential von Cramer et al.¹¹¹⁾ (siehe Tabelle 5.1) verwendet. Die theoretischen Kurven sind über ein Winkelintervall $\Delta\theta_{\text{cm}} \approx 0,7^\circ$ geglättet.

berechnete Winkelverteilungen gezeigt, die sich bei Verwendung des E18-Potentials für das in dieser Arbeit untersuchte System $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$ ergeben. Um einen besseren Vergleich mit den experimentellen Daten zu ermöglichen, sind die theoretischen Kurven über ein Winkelintervall $\Delta\theta_{\text{cm}} \approx 0,7^\circ$, entsprechend

dem im Experiment verwendeten Öffnungswinkel, geglättet. Die Rechnungen wurden ebenfalls mit dem Programm ECIS ^{70,71)} durchgeführt, wobei der Modellraum auf den Kanal der elastischen Streuung beschränkt wurde. Die Übereinstimmung zwischen Experiment und Rechnung ist gut; bei Winkeln oberhalb $\Theta_{cm} \approx 20^\circ$ sind theoretische und experimentelle Winkelverteilungen etwas außer Phase.

Die Absoluthöhe der experimentellen Werte in Abb. 5.2 wurde an die theoretischen Kurven angepaßt. Die hierzu erforderlichen Korrekturfaktoren (Definition siehe Abschnitt 4.4, Gl. (4.8)) betragen:

$$f_1 = 1,33 \quad \text{und} \quad f_2 = 0,54 \quad (5.1)$$

Dabei bezieht sich f_1 auf die Daten bei $E(^{16}\text{O}) = 320 \text{ MeV}$ und f_2 auf die Daten bei $E(^{16}\text{O}) = 290 \text{ MeV}$. Die Winkel Θ_{cm} für die Daten bei $E(^{16}\text{O}) = 290 \text{ MeV}$ mußten um $\Delta\Theta_{cm} = +0,7^\circ$ gegenüber den vom Experiment her bekannten Werten verschoben werden. Diese Verschiebung entspricht im Laborsystem einem Winkel $\Delta\theta_{Lab} = +0,4^\circ$. Dieser Unterschied kann durch eine Abweichung der Strahlrichtung erklärt werden.

Das Ergebnis der Fitprozedur, die unter Verwendung der CC-Methode für die Daten bei $E(^{16}\text{O}) = 320 \text{ MeV}$ mit dem E18-Potential ¹¹¹⁾ als Startwert (siehe oben) durchgeführt wurde, ist in Abb. 5.3 dargestellt. Die zugehörigen Potentialparameter sind in Tabelle 5.1 angegeben. Der Realteil des Fit-Potentials unterscheidet sich nur wenig vom Realteil des E18-Potentials, das zur Beschreibung der elastischen Streuung geeignet war. Der Potentialtiefeparameter W des Fit-Potentials ist gegenüber dem des E18-Potentials deutlich kleiner. Ebenfalls kleiner ist der Randunschärfeparameter a_w des Imaginärteils. Diese Unterschiede sind zu verstehen, da der Kanal der inelastischen Streuung zum 1. angeregten Zustand von ^{24}Mg explizit in die Rechnungen einbezogen ist und nicht mehr pauschal durch den Imaginärteil erfaßt wird. Die gefundene Höhe der Änderungen ist ein Anzeichen für eine relativ starke Kopplung zwischen dem Kanal der elastischen Streuung und dem der inelastischen Streuung zum 1. angeregten Zustand von ^{24}Mg .

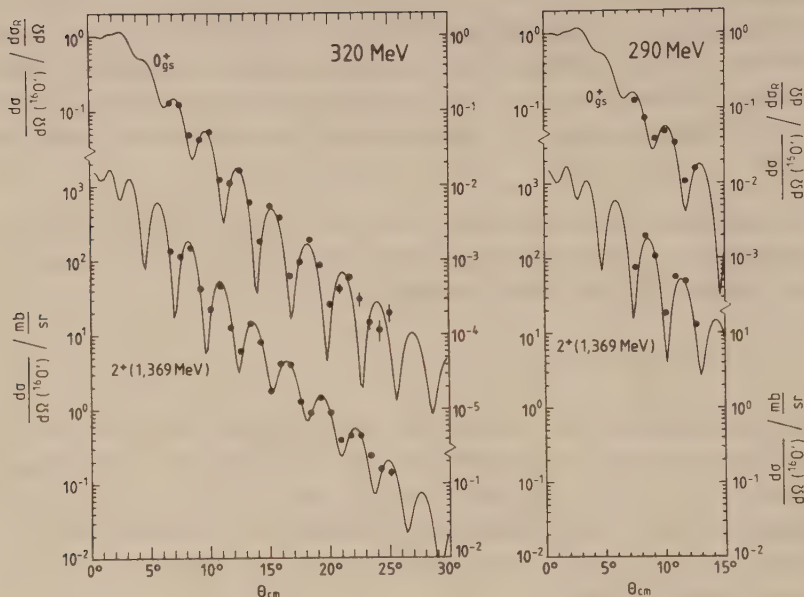


Abb. 5.3: Vergleich der im Experiment gemessenen Winkelverteilungen der elastischen und inelastischen Streuung von ^{16}O an ^{24}Mg mit Rechnungen nach der CC-Methode. Die hierbei verwendeten Potentialparameter (siehe Tabelle 5.1) sind Ergebnisse eines Fits. Die theoretischen Kurven sind über ein Winkelintervall $\Delta\theta_{cm} \approx 0,7^\circ$ geglättet.

Um die Winkelverteilungen der inelastischen Streuung beschreiben zu können, mußte der Deformationsparameter β ebenfalls angepaßt werden. Das in Abb. 5.3 gezeigte Ergebnis wurde mit $\beta^{(Re)} = 0,3068$ berechnet. Die für Imaginär- bzw. Coulombteil verwendeten Parameter betrugen $\beta^{(Im)} = 0,3683$ bzw. $\beta^{(C)} = 0,7356$. $\beta^{(Im)}$ und $\beta^{(C)}$ wurden jedoch nicht als unabhängige Parameter betrachtet, sondern so gewählt, daß sich im Imaginär- und Coulombteil die gleichen Anteile der EWSR (8,5 %) wie im Realteil ergaben (siehe Abschnitt 2.2). Der hier ermittelte Deformationsparameter $\beta^{(Re)} = 0,3068$ ist in der Größe etwa vergleichbar mit dem entsprechenden Deformationsparameter ($\beta = 0,355$), der aus einer CC-Analyse von Daten der inelastischen α -Streuung bei $E_\alpha = 120 \text{ MeV}$ abgeleitet wurde ⁽¹⁰³⁾. Alle in Abb. 5.3 gezeigten experimentellen Winkelverteilungen werden durch das Fitergebnis gut beschrieben. Auch bei diesen

Rechnungen liegen die experimentellen und theoretischen Werte der elastischen Streuung oberhalb $\Theta_{cm} \approx 20^\circ$ etwas außer Phase. Um die gezeigte Anpassung für die Daten bei $E(^{16}\text{O}) = 290 \text{ MeV}$ zu erreichen, mußten die Winkel auch hier um $\Delta\Theta_{cm} = 0,7^\circ$ erhöht werden.

Die in Abb. 5.3 dargestellte Absoluthöhe der experimentellen Werte wurde ebenfalls an die theoretischen Kurven angepaßt. Hierbei ergaben sich folgende Korrekturfaktoren:

$$f_1 = 1,96 \quad \text{und} \quad f_2 = 0,87 \quad (5.2)$$

Diese Werte unterscheiden sich etwa um einen Faktor 1,5 von den in Gleichung (5.1) genannten, die sich durch Normierung der Winkelverteilungen der elastischen Streuung auf Rechnungen mit dem E18-Potential ergaben. Dieser Unterschied wird im wesentlichen durch den etwas stärkeren Abfall des Wirkungsquerschnitts zwischen $\Theta_{cm} \approx 3^\circ$ und $\Theta_{cm} \approx 7^\circ$ in den mit der CC-Methode berechneten Winkelverteilungen hervorgerufen. Auch bei verschiedenen während der Fitprozedur gefundenen Zwischenlösungen wurden die Korrekturfaktoren f_1 und f_2 ermittelt. Die dabei berechneten Werte schwankten um $-25\% \dots +10\%$ um die in Gleichung (5.2) angegebenen Werte. Sie waren in allen untersuchten Fällen höher als die in Gleichung (5.1) gezeigten Werte.

Für die Berechnung der in den folgenden Abschnitten angegebenen absoluten Wirkungsquerschnitte wurden in allen Fällen die in Gleichung (5.2) gezeigten Werte für f_1 und f_2 zugrundegelegt, da mit diesen Werten sowohl die Winkelverteilungen der elastischen Streuung wie auch die Winkelverteilungen der inelastischen Streuung zum 1. angeregten Zustand von ^{24}Mg gut beschrieben werden konnten.

5.2 Der Zerfall von ^{24}Mg in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$

Der Zerfall von ^{24}Mg in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ wurde unter zwei verschiedenen Winkelkombinationen $-55^\circ/124^\circ$ und $-85^\circ/62^\circ$ gemessen; für die Untersuchung der Winkelkorrelationen stehen damit zwei Stützpunkte zur Verfügung. In Abschnitt 5.2.1 werden die Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ - Zer-

fallskanäle angegeben. Durch Annahmen über die Form der Winkelkorrelationen lassen sich über den Raumwinkel integrierte Wirkungsquerschnitte $d\sigma_{cc}/d\Omega(^{16}\text{O}')$ berechnen (Abschnitt 5.2.2). Für den Zerfall $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{gs}$ kann damit sowohl der beobachtete Anteil der EWSR wie auch ein energiegemitteltes Verzweigungsverhältnis $\langle\Gamma_{cc}/T\rangle$ angegeben werden (Abschnitt 5.2.3). Das aus den Meßdaten berechnete Verzweigungsverhältnis wird mit der Vorhersage des statistischen Modells verglichen. In Abschnitt 5.2.4 wird das Ergebnis der hier durchgeführten Messung mit den Ergebnissen verschiedener Messungen anderer Autoren verglichen.

5.2.1 Gemessene Wirkungsquerschnitte für den Zerfall von ^{24}Mg in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$

Bei den Messungen wurden Ereignisse aus drei verschiedenen Kanälen des symmetrischen Zerfalls von ^{24}Mg beobachtet (siehe Abschnitt 4.2, Abb. 4.15). Dies sind Zerfälle zum 0^+ -Grundzustand beider ^{12}C -Kerne $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{gs}$ sowie Zerfälle zum ersten angeregten 2^+ -Zustand eines oder beider ^{12}C -Kerne $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{2+}(4,44 \text{ MeV})$ bzw. $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{2+}(4,44 \text{ MeV}) + ^{12}\text{C}_{2+}(4,44 \text{ MeV})$. Die Anregungsenergiespektren der in Dreifach-Koinzidenz nachgewiesenen Zerfallsereignisse sind in Abb. 5.4 dargestellt. Die Energieachse wurde für diese Darstellung in Intervalle von 0,5 MeV eingeteilt, was in etwa der in Einzelspektren ermittelten Energieauflösung (ca. 0,3 MeV) entspricht. Der Zerfall zum Grundzustand beider ^{12}C -Kerne wurde fast nur im Energiebereich $20 \text{ MeV} \leq E_x(^{24}\text{Mg}) \leq 27 \text{ MeV}$ beobachtet, obwohl der Koinzidenzraumwinkel bei höheren Anregungsenergien deutlich größer war als in diesem Energiebereich (siehe Abschnitt 4.3, Abb. 4.17). Beim Zerfall $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{2+}(4,44 \text{ MeV})$ hingegen wurden auch Ereignisse höherer Anregungsenergien (bis $E_x(^{24}\text{Mg}) \approx 39 \text{ MeV}$) gefunden.

Da die Anzahl der beobachteten Ereignisse gering war, wurden für die Angabe von Wirkungsquerschnitten die Ereignisse über einen weiten Energiebereich zusammenfaßt. Die Berechnung des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitts $d^2\sigma_{cc}/(d\Omega(^{16}\text{O}') d\Omega_{cc})$ soll nun am Beispiel der Zerfalls $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{gs}$ anhand von Abb. 5.5 erläutert werden.

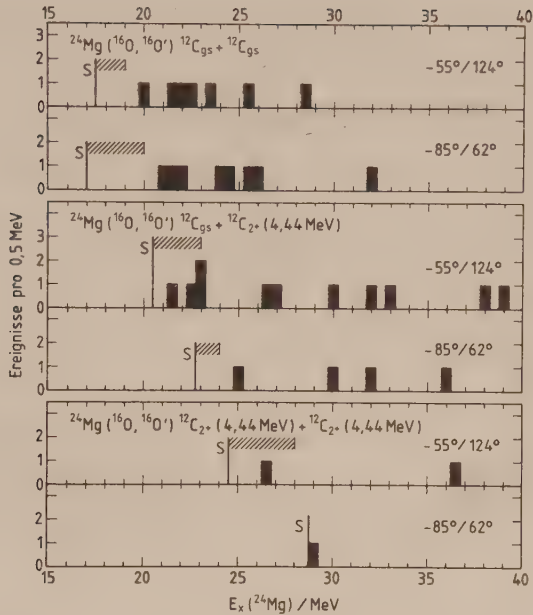


Abb. 5.4: Anregungsenergiespektren der in Dreifach-Koinzidenz gemessenen Ereignisse aus der Reaktion $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}')^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei $\vartheta(^{16}\text{O}') = 5^\circ$ und $E(^{16}\text{O}) = 290$ MeV. Die kinematischen Nachweissschwellen sind mit S gekennzeichnet. In den schrafflierten Bereichen konnten die Energieschwellen in den Detektorteleskopen unterschritten werden (siehe auch Abb. 4.15). Die Winkel der Koinzidenzdetektoren $\vartheta_{1c1}/\vartheta_{cod1}$ ($-55^\circ/124^\circ$) bzw. $\vartheta_{1c2}/\vartheta_{cod2}$ ($-85^\circ/62^\circ$) sind in den Diagrammen jeweils vermerkt.

Da der Umrechnungsfaktor zwischen der Anzahl der Zerfallsereignisse Δn_{cc} und dem Wirkungsquerschnitt sehr stark von der Anregungsenergie $E_x(^{24}\text{Mg})$ abhängt, muß die Berechnung für jedes Energieintervall getrennt erfolgen. Die Berechnung des in Abb. 5.5c aufgetragenen dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitts erfolgte nach Gleichung (4.5), wobei für die Absolutnormierung die in Gleichung (4.8) gegebene Definition mit dem Korrekturfaktor $f_2 = 0,87$ (siehe Gleichung 5.2) verwendet wurde. Die in Abb. 5.5c auffallende Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts wird fast ausschließlich durch geo-

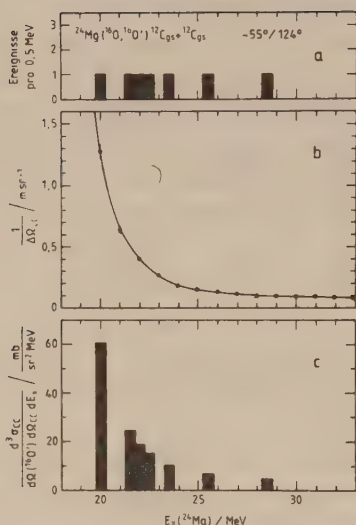


Abb. 5.5:

Diagramm zur Erläuterung der Berechnung des Wirkungsquerschnitts für den Zerfall von ^{24}Mg in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ am Beispiel des Zerfalls zum Grundzustand beider ^{12}C -Kerne bei $-55^\circ/124^\circ$ (siehe Text)

metrische Effekte hervorgerufen; diese bewirken eine starke Energieabhängigkeit des Koinzidenzraumwinkels (siehe Abschnitt 4.3, Abb. 4.17). Der Kehrwert des Koinzidenzraumwinkels ist in Abhängigkeit von der Anregungsenergie $E_x(^{24}\text{Mg})$ in Abb. 5.5b zum Vergleich gezeigt. Jeder der in Abb. 5.5c dargestellten Balken entspricht nur einem Zerfallsereignis, der statistische Fehler hat damit die gleiche Höhe. Die oben angesprochene Zusammenfassung der Daten geschieht durch Integration der dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitte (siehe Abb. 5.5c) über die Anregungsenergie in einem vorgegebenen Energiebereich; man erhält damit den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma_{cc}/(d\Omega(^{16}\text{O}') d\Omega_{cc})$.

Die im vorangehenden Absatz beschriebene Berechnung des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitts wurde bei beiden Winkelkombinationen für alle untersuchten Zerfallskanäle durchgeführt, die Ergebnisse sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt. Die Energiebereiche wurden so festgelegt, daß sie den größten Teil der nachgewiesenen Ereignisse umfaßten, jedoch deutlich oberhalb der Nachweisschwelle lagen. Die für den Wirkungsquerschnitt angegebenen Fehler-

Tabelle 5.2: Doppelt differentielle Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen beobachteten Zerfallskanäle der Reaktion $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}')^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei $\vartheta(^{16}\text{O}') = 5^\circ$ und $E(^{16}\text{O}) = 290 \text{ MeV}$, wobei

A: $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}')^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{gs}$ für $19 \text{ MeV} \leq E_x(^{24}\text{Mg}) \leq 29 \text{ MeV}$

B: $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}')^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{2+}(4,44 \text{ MeV})$ für
 $24 \text{ MeV} \leq E_x(^{24}\text{Mg}) \leq 40 \text{ MeV}$

C: $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}')^{12}\text{C}_{2+}(4,44 \text{ MeV}) + ^{12}\text{C}_{2+}(4,44 \text{ MeV})$ für
 $26 \text{ MeV} \leq E_x(^{24}\text{Mg}) \leq 40 \text{ MeV}$

ϑ_{1c} und ϑ_{cod} sind die Aufstellwinkel der Detektoren für den Nachweis der ^{12}C -Kerne. Θ_c gibt eine mittlere Flugrichtung der ^{12}C -Kerne im Schwerpunktsystem des $^{24}\text{Mg}^*$ -Rückstoßkerns an.

Zerfallskanal	ϑ_{1c}	ϑ_{cod}	Θ_c	$\frac{d^2\sigma_{cc}}{d\Omega(^{16}\text{O}') d\Omega_{cc}} / \frac{\mu\text{b}}{\text{sr}^2}$
A	-55°	124°	$-7^\circ \pm 7^\circ$	70 ± 35
	-85°	62°	$37^\circ \pm 3^\circ$	21 ± 8
B	-55°	124°	$5^\circ \pm 8^\circ$	24 ± 9
	-85°	62°	$45^\circ \pm 5^\circ$	17 ± 11
C	-55°	124°	$4^\circ \pm 7^\circ$	21 ± 17

grenzen beziehen sich nur auf die statistischen Fehler. Die Genauigkeit der Absolutnormierung wird durch die in Abschnitt 5.1.2 diskutierte Unsicherheit des Wertes für den Korrekturfaktor f_2 bestimmt.

Der Winkel Θ_c , der die Flugrichtung der ^{12}C -Kerne im Schwerpunktsystem des $^{24}\text{Mg}^*$ -Rückstoßkerns mißt, ist von der Anregungsenergie $E_x(^{24}\text{Mg})$ abhängig. Für jedes Zerfallsereignis wurde Θ_c unter der Annahme bestimmt, daß ein ^{12}C -Kern in der Mitte des Detektors IC1 bzw. des Detektors IC2 nachgewiesen wurde. Die in Tabelle 5.2 angegebenen Winkel Θ_c stellen Mittelwerte über die einzeln berechneten Winkel dar. Negative Werte ergeben sich, wenn der Rückstoßwinkel ϑ_R des $^{24}\text{Mg}^*$ -Kerns größer ist als der Aufstellwinkel ϑ_{1c1} des Detektors IC1. Die für Θ_c angegebenen Fehlergrenzen geben die maximale Abweichung der für jedes Ereignis berechneten Winkel vom angegebenen Mittelwert an.

5.2.2 Winkelkorrelationen

Die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte (siehe Tabelle 5.2) für die Zerfälle $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{gs}$ und $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{2+}(4,44 \text{ MeV})$ sind in Abb. 5.6 gegen den Winkel Θ_c aufgetragen. Die Winkelkorrelationen für den Zerfall eines isoliert liegenden Zustands in ^{24}Mg zum 0^+ -Grundzustand beider ^{12}C -Kerne sind charakteristisch für den Spin I des zerfallenden Zustands und haben in der PWBA eine Form proportional zu $P_L^2(\cos \Theta_c)$, wobei $I = L$ und $\pi = (-1)^L$ (siehe Abschnitt 2.3). Da beide Zerfallsteilchen identisch sind, können in diesem Zerfallskanal nur geradzahlige Multipolaritäten L auftreten.

Die Winkelkorrelationen, die sich in PWBA-Näherung für Zerfälle von 2^+ , 4^+ oder 6^+ -Zuständen in ^{24}Mg ergeben, werden in Abb. 5.6a mit den gemessenen Datenpunkten verglichen. Mit den Kurven für $I^\pi = 2^+$ und $I^\pi = 6^+$ läßt sich eine gute Anpassung an die Meßwerte erreichen; die Winkelkorrelation für den Zerfall von Zuständen mit $I^\pi = 4^+$ könnte die Meßpunkte hingegen nicht beschreiben. Da die Meßpunkte aus einem weiten Anregungsenergiebereich stammen, ist eine Überlagerung verschiedener Multipolaritäten möglich.

Bei bekannter Form der Winkelkorrelation läßt sich ein über den vollen Raumwinkel integrierter Wirkungsquerschnitt für den Zerfall angeben:

$$\frac{d\sigma_{cc}}{d\Omega(^{16}\text{O}^*)} = \frac{1}{2} \int \frac{d^2\sigma_{cc}}{d\Omega(^{16}\text{O}^*)} d\Omega_{cc} \quad (5.3)$$

Die Begründung für den Faktor $\frac{1}{2}$ liegt hier in der Ununterscheidbarkeit der beiden ^{12}C -Kerne im Ausgangskanal.

Unter der Annahme einer Winkelkorrelation mit $L = 2$ ergibt sich nach Integration (Gleichung 5.3) der an die Meßpunkte angepaßten Kurve:

$$\frac{d\sigma_{cc}}{d\Omega(^{16}\text{O}^*)} = (104 \pm 39) \frac{\mu\text{b}}{\text{sr}} \quad (L = 2) \quad (5.4)$$

Entsprechend erhält man bei Annahme von $L = 6$ einen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma_{cc}}{d\Omega(^{16}\text{O}^*)} = (54 \pm 21) \frac{\mu\text{b}}{\text{sr}} \quad (L = 6) \quad (5.5)$$

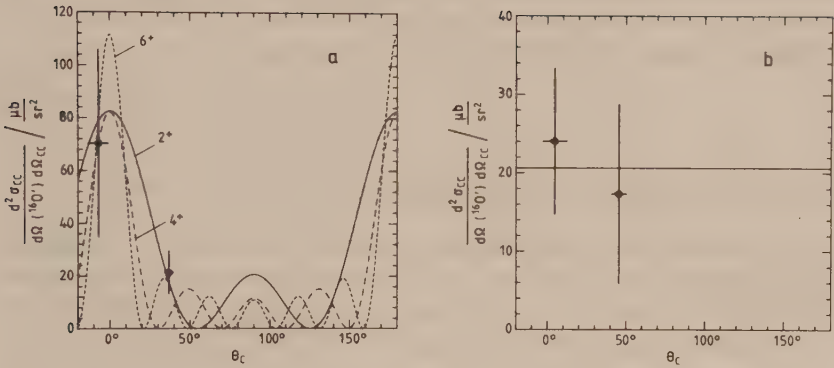


Abb. 5.6: Winkelkorrelationen für die Zerfälle $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{gs}$ (a) und $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{2+}$ (4,44 MeV) (b). In Teil a sind die PWBA-Vorhersagen für Zerfälle von 2^+ , 4^+ und 6^+ -Zuständen in $^{24}\text{Mg}^*$ zum 0^+ -Grundzustand beider ^{12}C -Kerne ebenfalls eingetragen. Die Absoluthöhe der theoretischen Kurven ist für $I^\pi = 2^+$ und $I^\pi = 6^+$ an die experimentellen Daten angepaßt. Für $I^\pi = 4^+$ wurde nur der Datenpunkt bei $\theta_c \approx 0^\circ$ berücksichtigt.

Für den Fall, daß die mit den Datenpunkten verträgliche Annahme von $L = 2$ zutrifft, ist dies ein Indiz dafür, daß ein großer Teil der zerfallenden Zustände dem hochenergetischen Ausläufer der isoskalaren elektrischen Quadrupol-Riesenresonanz angehört. Höhere Multipolaritäten wie z.B. $L = 6$ lassen sich aufgrund der gemessenen Daten weder ausschließen noch bestätigen.

Beim Zerfall $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{2+}$ (4,44 MeV) sind die Winkelkorrelationen nicht mehr charakteristisch für den Spin eines Zwischenzustandes im $^{24}\text{Mg}^*$ -Kern. So werden z.B. für einen Zustand in $^{24}\text{Mg}^*$ mit $I^\pi = 2^+$ bereits Beiträge von $L = 0, 2, 4$ mischen. Nimmt man an, daß die Mischung der verschiedenen Beiträge zu einer isotropen Winkelabhängigkeit führt (Abb. 5.6b), so ergibt sich für den nach Gleichung (5.3) integrierten Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma_{cc}}{d\Omega(^{16}\text{O}^+)} = (130 \pm 46) \frac{\mu\text{b}}{\text{sr}} \quad (5.6)$$

Die in den Gleichungen (5.4) bis (5.6) angegebenen Fehlergrenzen resultieren nur aus den statistischen Fehlern. Für die Diskussion über die Genauigkeit der Absolutnormierung wird auf Abschnitt 5.1.2 verwiesen.

5.2.3 Summenregel und Verzweigungsverhältnisse

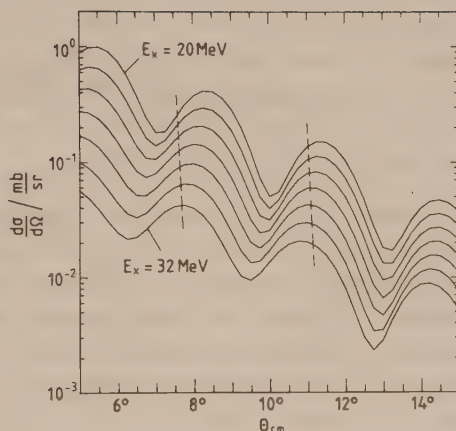
Die linear energiegewichtete Summenregel (EWSR) kann als ein weitgehend modellunabhängiges Maß für die Stärke kollektiver Übergänge angesehen werden (siehe Abschnitt 2.2). Im folgenden soll zunächst die Bestimmung des für die Reaktion $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}')^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{gs}$ beobachteten Anteils der isoskalaren elektrischen EWSR erläutert werden. Es wird von der in Abschnitt 5.2.2 diskutierten Annahme ausgegangen, daß der größte Anteil der beobachteten Übergänge die Multipolarität $L = 2$ besitzt.

Der beobachtete Anteil S_b der EWSR läßt sich mit den Formeln (2.23) und (2.24) aus Abschnitt 2.2 ermitteln. Die Bestimmung dieses Anteils wurde in Energieschritten mit einer Intervallbreite von 2 MeV durchgeführt. Hierzu werden Deformationsparameter β_2 benötigt. Die Methode, β_2 als Fitparameter bei CC-Rechnungen (siehe Abschnitt 2.1) zu verwenden und solange zu variieren, bis die Rechnungen den gemessenen Wirkungsquerschnitt wiedergeben, ist sehr zeitintensiv. Da die erforderlichen Deformationsparameter sehr klein sind ($\beta_2 \approx 0,02 \dots 0,03$), nimmt der zusätzlich zum Grundzustand und zum ersten angeregten Zustand von ^{24}Mg in die CC-Rechnungen einbezogene 2^+ -Zustand nur wenig Einfluß auf die beiden anderen Kanäle. Im folgenden wird deshalb ein Verfahren angegeben, das bei kleinen Deformationsparametern eine relativ schnelle Bestimmung des Anteils S_b der EWSR ermöglicht.

Hierzu sind in Abb. 5.7 Winkelverteilungen der inelastischen Streuung von ^{16}O an ^{24}Mg bei hohen Anregungsenergien $E_x(^{24}\text{Mg})$ aufgetragen, die unter Annahme eines Anteils von 1 % an der isoskalaren $L = 2$ EWSR mit dem in Tabelle 5.1 gegebenen Fit-Potential berechnet wurden. Die Bestimmung der für diese Berechnungen benötigten Deformationsparameter β_2 für 1 % EWSR erfolgte mit dem Programm BEL ⁷⁴⁾. Der beobachtete Anteil S_b der $L = 2$ EWSR ergibt sich in guter Näherung aus dem Verhältnis des gemessenen Wirkungsquerschnitts

Abb. 5.7:

Mit der CC-Methode berechnete Winkelverteilungen der inelastischen Streuung von ^{16}O an ^{24}Mg für einen 2^+ -Zustand in ^{24}Mg bei Anregungsenergien zwischen $E_x = 20 \text{ MeV}$ und $E_x = 32 \text{ MeV}$ in Schritten von 2 MeV und $E(^{16}\text{O}) = 290 \text{ MeV}$. Die Rechnungen wurden unter der Annahme eines Anteils von 1% an der isoskalaren $L = 2$ EWSR mit dem in Tabelle 5.1 angegebenen Fit-Potential durchgeführt. Die gestrichelten Linien kennzeichnen den bei den Koinzidenzmessungen vom Spektrographen erfaßten Winkelbereich.



$d\sigma_{cc}/d\Omega(^{16}\text{O}')$ zum berechneten Wirkungsquerschnitt:

$$S_b = 1\% \cdot \frac{d\sigma_{cc}}{d\Omega(^{16}\text{O}')} / \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (1\% \text{ EWSR}) \quad (5.7)$$

Da während der Koinzidenzmessungen ein relativ großer Öffnungswinkel des Spektrographen eingestellt wurde ($\Delta\vartheta_{sp} = 2^\circ$ entsprechend $\Delta\theta_{cm} = 3,4^\circ$), muß in Gleichung (5.7) ein über diesen Winkelbereich gemittelter Wirkungsquerschnitt eingesetzt werden. In Abb. 5.7 ist der Bereich, über den diese Mittelung durchgeführt wurde, durch gestrichelte Linien gekennzeichnet. Im Bereich $19 \text{ MeV} \leq E_x(^{24}\text{Mg}) \leq 29 \text{ MeV}$ ergibt sich nach Summation der in den einzelnen Energieintervallen bestimmten Anteile:

$$S_b = (0,73 \pm 0,23)\% \quad (L = 2) \quad (5.8)$$

Die angegebenen Fehlergrenzen für S_b folgen nur aus den statistischen Fehlern. Im Vergleich zu dem in Gleichung (5.8) angegebenen Wert wurde aus einem Experiment zum α -induzierten symmetrischen Zerfall von ^{24}Mg ein Anteil an der isoskalaren $L = 2$ EWSR von $S_b = (0,15 \pm 0,02)\%$ abgeleitet ¹⁶⁾.

Für die bisher beschriebenen Berechnungen wurde der zur Bestimmung der reduzierten Matrixelemente (siehe Gleichung (2.23)) erforderliche Radiusparameter $\langle r^{-1} \rangle$ aus der Geometrie des Realteils des optischen Potentials abgeleitet (siehe Abschnitt 2.2). Geht man von der weniger realistischen Annahme einer gleichförmigen Dichteverteilung $\rho_0(r)$ mit einem Radius $R = 1,2 A^{1/3} \text{ fm}$ aus, so ergibt sich im Vergleich zu dem in Gleichung (5.8) genannten Wert: $S_b = (0,50 \pm 0,16) \%$.

Zur Abschätzung der Verzweigungsverhältnisse (siehe Abschnitt 2.4) für den beobachteten symmetrischen Zerfall von ^{24}Mg ist eine Division der für den Zerfall ermittelten Wirkungsquerschnitte durch den Wirkungsquerschnitt für inelastische Streuung erforderlich (siehe Gleichung (2.29)). Vor dieser Division muß der Anteil der inelastischen Streuung, der nicht zu einer Anregung des ^{24}Mg -Kerns führt, subtrahiert werden. Es gibt verschiedene mögliche Prozesse, die zur Entstehung des Kontinuums im inklusiv gemessenen Spektrum der inelastischen Streuung bei hohen Anregungsenergien beitragen können. Einer dieser Prozesse ist der Einfang eines Teilchens (p oder n) durch das Projektil und ein sich anschließender Zerfall durch Emission des gleichen Teilchens. Solche Prozesse wurden z.B. bei der Untersuchung der Riesenresonanzen in ^{24}Mg durch inelastische α -Streuung ⁵¹⁾ oder bei der Untersuchung der Riesenresonanzen in ^{208}Pb durch inelastische ^{16}O -Streuung ⁴³⁾ festgestellt. Weitere mögliche Beiträge zum Kontinuum sind "knock-out"-Prozesse, die quasifreie Streuung oder Mehrteilchen-Reaktionen. Auch experimentell bedingte Vorgänge wie die Streuung an Blenden, Schlitzen etc. können das Kontinuum erhöhen. Da auch Projektilanregung möglich ist, kann das Spektrum der inelastischen Streuung außerdem Strukturen enthalten, die von der Anregung des ^{16}O -Kerns stammen. Eine Berechnung der Höhe der einzelnen Beiträge ist nicht möglich, die Form des Kontinuums kann daher nur abgeschätzt werden. Der aus dem Spektrum extrahierte Wirkungsquerschnitt hängt sehr stark von der Wahl des subtrahierten Kontinuums ab.

Ein unterer Grenzwert für das Verzweigungsverhältnis ergibt sich, wenn man den gesamten Wirkungsquerschnitt der inelastischen Streuung als Bezugswert wählt. Abb. 5.8a zeigt einen Ausschnitt des gemessenen Spektrums der inelastischen Streuung von ^{16}O an ^{24}Mg bei $E(^{16}\text{O}) = 290 \text{ MeV}$ und $\vartheta_{\text{Lab}}(^{16}\text{O}) = 5^\circ$. Im Bereich $19 \text{ MeV} \leq E_x(^{24}\text{Mg}) \leq 29 \text{ MeV}$ ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt

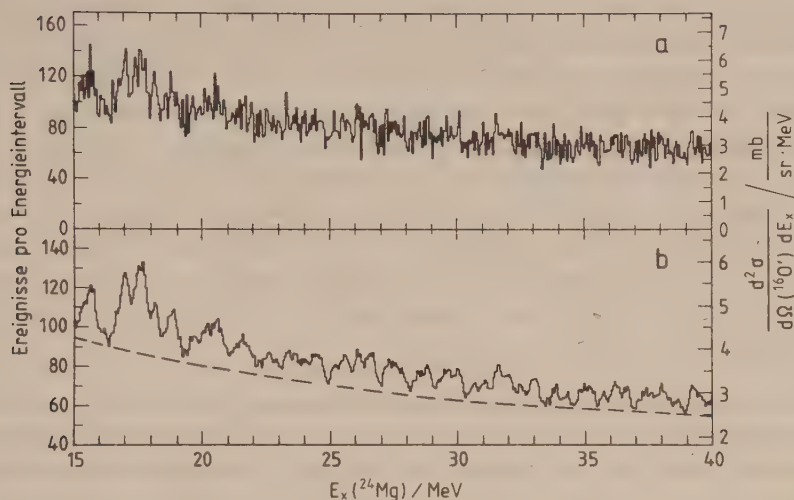


Abb. 5.8: Anregungsenergiespektrum der inelastischen Streuung von ^{16}O an ^{24}Mg bei $E(^{16}\text{O}) = 290 \text{ MeV}$ und $\vartheta(^{16}\text{O}') = 5^\circ$ (a). Bei einer Glättung über ein Energieintervall von $0,3 \text{ MeV}$ ergibt sich daraus das in Teil b gezeigte Spektrum. Die gestrichelte Kurve kennzeichnet ein abgeschätztes Kontinuum.

$d\sigma/d\Omega(^{16}\text{O}') = (38,3 \pm 0,3) \text{ mb/sr}$, und im Bereich $24 \text{ MeV} \leq E_x(^{24}\text{Mg}) \leq 40 \text{ MeV}$ erhält man $d\sigma/d\Omega(^{16}\text{O}') = (51,6 \pm 0,4) \text{ mb/sr}$. Mit dem in Gleichung (5.4) gegebenen Wert für eine $L = 2$ Winkelkorrelation erhält man für den Zerfall $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{gs}$ im energetischen Mittel zwischen 19 und 29 MeV $\langle \Gamma_{cc}/\Gamma \rangle = (0,27 \pm 0,10) \%$. Entsprechend ergibt sich für den Prozeß $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{2+}(4,44 \text{ MeV})$ mit dem für eine isotrope Winkelabhängigkeit in Gleichung (5.6) angegebenen Wirkungsquerschnitt im energetischen Mittel zwischen 24 und 40 MeV: $\langle \Gamma_{cc}/\Gamma \rangle = (0,25 \pm 0,09) \%$.

Ein Versuch der Abschätzung des Kontinuums im Spektrum der inelastischen Streuung ist in Abb. 5.8b gezeigt. Das in dieser Abbildung dargestellte Spektrum ist über einen Bereich von $0,3 \text{ MeV}$, was etwa der experimentellen Energieauflösung entspricht, geglättet. Auf diese Weise werden mögliche Strukturen im Spektrum besser sichtbar als im gemessenen Spektrum (Abb. 5.8a). Das Kontinuum wurde durch eine glatte Verbindung der Minima festgelegt. Es

muß an dieser Stelle bemerkt werden, daß die Tiefe der Minima sich bei besserer experimenteller Energieauflösung ändern könnte. Die zwischen 19 und 24 MeV oberhalb der gestrichelt eingezeichneten Kurve (Abb. 5.8b) liegenden Ereignisse entsprechen einem Anteil von ca. 23 % an der isoskalaren $L = 2$ Summenregel. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit einem Anteil von 20 % der EWSR, der von van der Borg et al. ⁴⁴⁾ aus Daten der inelastischen α -Streuung für den gleichen Energiebereich abgeleitet wurde. Für das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{gs}$ ergibt sich damit $\langle \Gamma_{cc}/\Gamma \rangle = (1,5 \pm 0,6) \%$ im Bereich $19 \text{ MeV} \leq E_x(^{24}\text{Mg}) \leq 29 \text{ MeV}$, und für den Zerfall $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{2+}(4,44 \text{ MeV})$ erhält man $\langle \Gamma_{cc}/\Gamma \rangle = (1,4 \pm 0,5) \%$ im Bereich zwischen $24 \text{ MeV} \leq E_x \leq 40 \text{ MeV}$.

Bei den oben angegebenen Verzweigungsverhältnissen wurden nur statistische Fehler berücksichtigt. Ein Fehler in der Absolutnormierung der Daten hat keinen Einfluß auf die Verzweigungsverhältnisse, da sich der Normierungsfaktor bei der Division der Wirkungsquerschnitte herauskürzt. Die Verzweigungsverhältnisse wurden unter der Annahme einer PWBA-Winkelkorrelation mit $L = 2$ bzw. unter der Annahme einer isotropen Winkelabhängigkeit berechnet. Inwieweit diese Annahmen richtig sind, kann anhand der Daten nicht entschieden werden (siehe Abschnitt 5.2.2). Vergleichsweise ergibt sich bei der Annahme einer $L = 6$ Winkelkorrelation in PWBA-Näherung für den Zerfall $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{gs}$ ein etwa halb so großer Wert für das Verzweigungsverhältnis als bei der Annahme von $L = 2$.

Die aus dem Experiment ermittelten Verzweigungsverhältnisse lassen sich mit Vorhersagen des statistischen Modells vergleichen (siehe Abschnitt 2.4). Hierzu wurden Rechnungen mit einer modifizierten Version ⁷⁹⁾ des Programms CASCADE ⁸⁰⁾ durchgeführt. Das Programm berücksichtigt gleichzeitig vier Zerfallskanäle. Im hier untersuchten Fall sind das zunächst die Kanäle $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{20}\text{Ne} + \alpha$, $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{23}\text{Na} + p$ und $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{23}\text{Mg} + n$ sowie ein weiterer frei wählbarer Zerfallskanal; dies ist hier $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}$. Die für die Berechnung der Verzweigungsverhältnisse erforderlichen Transmissionskoeffizienten wurden mit Hilfe folgender Potentiale bestimmt: dem Neutron-Potential von Rapaport et al. ¹¹²⁾ (Set B), dem Proton-Potential von Perey ¹¹³⁾, dem Alpha-Potential von Huizenga und Igo ¹¹⁴⁾ sowie dem $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Potential von Gobbi ¹¹⁵⁾. Die Parameter des $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Potentials sind in Tabelle 5.3 zusammengestellt. Die niedrig liegenden Zustände der Restkerne wurden bis

11,87 MeV ¹¹⁶⁾ in ^{20}Ne und bis 5,54 MeV ¹¹⁷⁾ in ^{23}Na sowie ^{23}Mg eingegeben; oberhalb dieser Anregungsenergien erfolgten die Berechnungen auf der Grundlage einer Niveaudichteformel (siehe Abschnitt 2.4).

Tabelle 5.3: Potentialparameter des für die Berechnung der Transmissionskoeffizienten verwendeten $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ - Potentials ¹¹⁵⁾

V/MeV	r_v/fm	a_v/fm	W/MeV	r_w/fm	a_w/fm
14	1,35	0,35	0,4 + 0,1·E	1,4	0,35

Die Ergebnisse der Rechnungen nach dem statistischen Modell sind in Abb. 5.9 dargestellt. Die Form der gezeigten Kurven läßt sich qualitativ erklären: Der zunächst einsetzende Anstieg des Verzweigungsverhältnisses mit der Anregungsenergie ist eine direkte Folge des Anstiegs der Transmissionskoeffizienten im $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ - Kanal mit der Energie, bis diese etwa den Wert $T_L = 1$ erreicht haben. Der anschließende Abfall von Γ_{cc}/T zu höheren Anregungsenergien hin ist durch die sehr schnell wachsende Zahl offener Kanäle bedingt.

Die Mittelwerte des berechneten Verzweigungsverhältnisses $\langle \Gamma_{cc}/T \rangle$ für den Zerfall $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{gs}$ im Energiebereich $19 \text{ MeV} \leq E_x(^{24}\text{Mg}) \leq 29 \text{ MeV}$ betragen 0,69 %, 0,55 % bzw. 0,61 % für Zerfälle aus 2^+ , 4^+ bzw. 6^+ -Zuständen in $^{24}\text{Mg}^*$. Der aus dem Experiment unter der Annahme einer $L = 2$ Winkelkorrelation in PWBA ermittelte untere Grenzwert für das Verzweigungsverhältnis betrug im Vergleich dazu $\langle \Gamma_{cc}/T \rangle = (0,27 \pm 0,10) \%$. Dies entspricht etwa 40 % des vom statistischen Modell vorhergesagten Wertes. Vergleicht man mit dem nach Subtraktion des Kontinuums ermittelten Verzweigungsverhältnis, so liegt der experimentelle Wert etwa um einen Faktor 2 höher als die Vorhersage des statistischen Modells. Innerhalb aller oben diskutierten Unsicherheiten stimmt das experimentell bestimmte Verzweigungsverhältnis mit der Vorhersage des statistischen Modells überein. Hinweise auf nicht-statistische Komponenten sind nicht erkennbar.

Für den Zerfall $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_2(4,44 \text{ MeV})$ aus 2^+ , 4^+ bzw. 6^+ -Zuständen in $^{24}\text{Mg}^*$ beträgt das berechnete mittlere Verzweigungsverhältnis 0,24 %, 0,19 % bzw. 0,22 % im Energiebereich $24 \text{ MeV} \leq E_x(^{24}\text{Mg}) \leq 40 \text{ MeV}$. Der aus dem

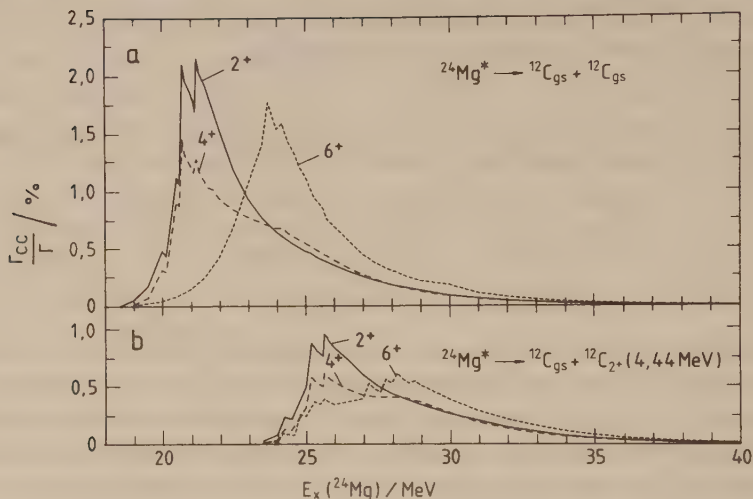


Abb. 5.9: Vorhersagen des statistischen Modells für das Verzweungsverhältnis des Zerfalls $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ aus 2^+ , 4^+ und 6^+ -Zuständen in $^{24}\text{Mg}^*$

Experiment unter Annahme einer isotropen Winkelabhängigkeit abgeleitete untere Grenzwert $\langle \Gamma_{cc}/\Gamma \rangle = (0,25 \pm 0,09) \%$ entspricht der Vorhersage des statistischen Modells, wogegen das nach Subtraktion des Kontinuums ermittelte Verzweungsverhältnis etwa um den Faktor 6 größer ist. Unterteilt man den oben genannten Anregungsenergiebereich in zwei Teilbereiche: a) $24 \text{ MeV} \leq E_x(^{24}\text{Mg}) < 30 \text{ MeV}$ und b) $30 \text{ MeV} \leq E_x(^{24}\text{Mg}) \leq 40 \text{ MeV}$, so erhält man für den unteren Grenzwert des Verzweungsverhältnisses unter der Annahme einer isotropen Winkelabhängigkeit: $\langle \Gamma_{cc}/\Gamma \rangle = (0,28 \pm 0,18) \%$ im Bereich a und $\langle \Gamma_{cc}/\Gamma \rangle = (0,23 \pm 0,08) \%$ im Bereich b im Vergleich zu $0,50 \%$, $0,38 \%$, $0,39 \%$ (a) bzw. $0,083 \%$, $0,078 \%$, $0,12 \%$ (b) für den Zerfall von 2^+ , 4^+ , 6^+ -Zuständen in $^{24}\text{Mg}^*$. Während der experimentelle Wert in Bereich a etwas unter der Vorhersage des statistischen Modells liegt, ist er in Bereich b um einen Faktor 2...3 höher. Jegliche Subtraktion eines Kontinuums im Spektrum der inelastischen Streuung würde diesen Faktor weiter erhöhen. Bei der Annahme des in Abb. 5.8b gezeigten Kontinuums ergibt sich in Bereich a ein Verzweungsverhältnis $\langle \Gamma_{cc}/\Gamma \rangle = (1,5 \pm 1,0) \%$ und in Bereich b ein Verzweungsverhältnis

$\langle \Gamma_{cc}/\Gamma \rangle = (1,3 \pm 0,5) \%$. In Bereich b liegt dies etwa um den Faktor 11...16 höher als die Vorhersage des statistischen Modells. Zusammenfassend läßt sich für den Zerfallskanal $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_2 (4,44 \text{ MeV})$ sagen, daß das experimentell ermittelte Verzweungsverhältnis im Anregungsenergiebereich zwischen 24 und 30 MeV in etwa mit der Vorhersage des statistischen Modells übereinstimmt, wogegen im Anregungsenergiebereich oberhalb 30 MeV ein signifikant größerer Wert gefunden wurde, als er vom statistischen Modell vorhergesagt wird.

5.2.4 Vergleich mit anderen Messungen

Zum Vergleich mit anderen Messungen sind in Abb. 5.10a,b Anregungsenergiespektren der in dieser Arbeit untersuchten Reaktion $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}')^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ dargestellt. Da die Anzahl der nachgewiesenen Ereignisse sehr gering war, wurden in Abb. 5.10a die Ereignisse aller Zerfallskanäle und beider Detektorkombinationen zusammengefaßt (vergl. mit Abb. 5.4). In Abb. 5.10b sind nur die Ereignisse des Zerfalls $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{gs}$ gezeigt, jedoch wurden auch hier die Spektren beider Detektorkombinationen addiert. Abb. 5.10c zeigt im Vergleich dazu das Ergebnis einer Untersuchung des α -induzierten Zerfalls $^{15,16})$ von ^{24}Mg zum Grundzustand beider ^{12}C -Kerne. Die Anregungsenergiespektren zweier erst vor kurzer Zeit in inverser Kinematik durchgeführter Untersuchungen von Wilczynski et al. $^{118})$ sowie Fulton et al. $^{119})$ sind in Abb. 5.10d bzw. Abb. 5.10e dargestellt. Abb. 5.10f zeigt schließlich eine Anregungsfunktion $^{13})$ für die Strahlungseinfangreaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma_0)^{24}\text{Mg}$.

In allen oben genannten Untersuchungen sowie auch bei einer Messung des symmetrischen Zerfalls von ^{24}Mg (bei $\Theta_c = 125^\circ$) nach inelastischer Elektronenstreuung $^{11})$ wurde eine Struktur bei $E_x(^{24}\text{Mg}) \approx 22 \text{ MeV}$ beobachtet. Bei der Untersuchung der Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma_0)^{24}\text{Mg}$ (siehe Abb. 5.10f) konnte sie als starke nicht-statistische 2^+ -Resonanz interpretiert werden $^{13})$. Zu der gleichen Spinzuordnung kamen auch Wilczynski et al. $^{118})$ bei der Analyse von Winkelverteilungen des in inverser Kinematik gemessenen Zerfalls von ^{24}Mg in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$.

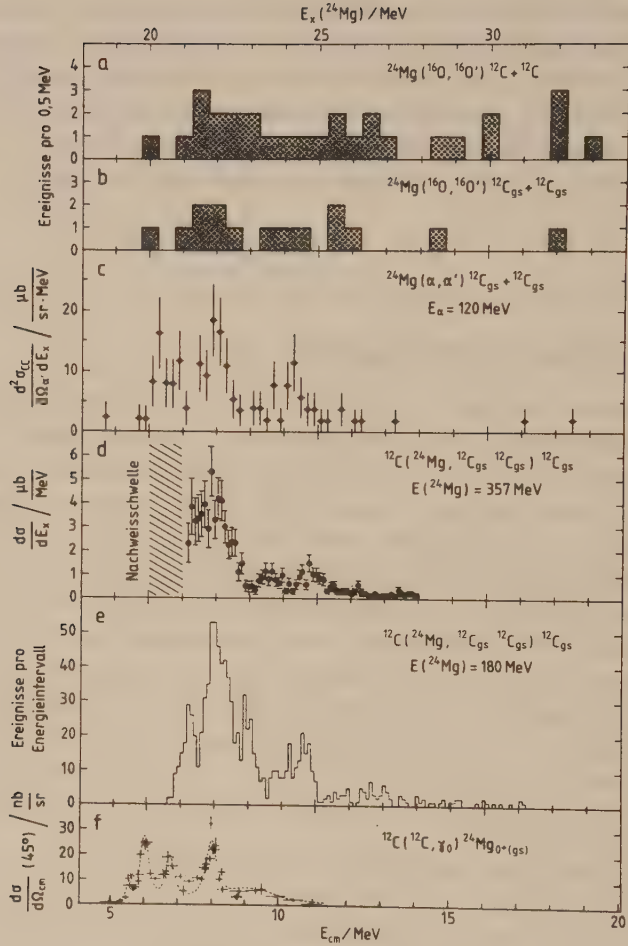


Abb. 5.10: Vergleich von Anregungsenergiespektren der in dieser Arbeit untersuchten Reaktion $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}')^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (a und b; Erläuterung siehe Text) mit Spektren aus einer Messung des α -induzierten symmetrischen Zerfalls ^{15,16} von ^{24}Mg (c), Spektren zweier Untersuchungen in inverser Kinematik von Wilczynski et al. ¹¹⁸⁾ (d) und Fulton et al. ¹¹⁹⁾ (e) sowie einer Anregungsfunktion ¹³⁾ für die Strahlungseinfangreaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma_0)^{24}\text{Mg}$ (f)

Die Messungen dieser Arbeit lassen sich am besten mit Untersuchungen zur Reaktion $^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha')^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ vergleichen, da diese sich, abgesehen von der Strahlenergie, nur durch das Projektil unterscheiden. Die α -induzierte symmetrische Spaltung von ^{24}Mg wurde zuerst von Wilczynski et al. ¹⁴⁾ bei Streuwinkeln $\vartheta_{\alpha'} = 21^\circ$ und $\vartheta_{\alpha'} = 70^\circ$ mit $E_{\alpha} = 120$ MeV untersucht. Ereignisse aus dem Zerfall $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{gs}$ wurden dabei zwischen $E_x(^{24}\text{Mg}) \approx 21$ MeV und $E_x(^{24}\text{Mg}) \approx 27$ MeV beobachtet, wobei ein Maximum bei $E_x(^{24}\text{Mg}) \approx 24$ MeV lag. Ebenso konnten die Autoren der oben genannten Messung Zerfälle der Form $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{2+}(4,44 \text{ MeV})$ im Energiebereich $24 \text{ MeV} \leq E_x(^{24}\text{Mg}) \leq 33 \text{ MeV}$ nachweisen. Wilczynski et al. ¹⁴⁾ berechneten aus ihren Daten eine untere Schwelle für das Verzweigungsverhältnis $\langle \Gamma_{cc}/\Gamma \rangle = (0,4 \dots 0,5) \%$ im Energiebereich $22 \text{ MeV} \leq E_x(^{24}\text{Mg}) \leq 32 \text{ MeV}$ für die Summe beider beobachteten Zerfallskanäle. Die in der vorliegenden Arbeit durchgeführte Untersuchung des schwerioneninduzierten symmetrischen Zerfalls von ^{24}Mg ergab im Vergleich dazu (siehe Abschnitt 5.2.3) eine untere Schwelle von $\langle \Gamma_{cc}/\Gamma \rangle = (0,27 \pm 0,10) \%$ für den Zerfall $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{gs}$ im Bereich $19 \text{ MeV} \leq E_x(^{24}\text{Mg}) \leq 29 \text{ MeV}$ sowie $\langle \Gamma_{cc}/\Gamma \rangle = (0,28 \pm 0,18) \%$ für den Zerfall $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{2+}(4,44 \text{ MeV})$ im Bereich $24 \text{ MeV} \leq E_x(^{24}\text{Mg}) \leq 30 \text{ MeV}$. Die Summe dieser Werte stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit dem Ergebnis von Wilczynski et al. ¹⁴⁾ überein. Vergleicht man jedoch die Verzweigungsverhältnisse, die sich nach Abzug eines Kontinuums im jeweiligen Spektrum der inelastischen Streuung ergeben, so unterscheiden sich die Werte erheblich. Wilczynski et al. ¹⁴⁾ erhielten dabei $\langle \Gamma_{cc}/\Gamma \rangle_{22 \dots 32 \text{ MeV}} = (6 \dots 16) \%$, während die Untersuchungen dieser Arbeit Werte von $\langle \Gamma_{cc}/\Gamma \rangle_{19 \dots 29 \text{ MeV}} = (1,5 \pm 0,6) \%$ für $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{gs}$ bzw. $\langle \Gamma_{cc}/\Gamma \rangle_{24 \dots 30 \text{ MeV}} = (1,5 \pm 1,0) \%$ für $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{2+}(4,44 \text{ MeV})$ lieferten.

Eine etwas andere Situation ergibt sich beim Vergleich der vorliegenden Messung mit der Untersuchung des α -induzierten symmetrischen Zerfalls ^{15,16)} von ^{24}Mg bei $\vartheta_{\alpha'} = 7,1^\circ$ und $E_{\alpha} = 120$ MeV. Während das in dieser Arbeit gemessene Anregungsenergiespektrum für den Zerfall $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{gs}$ (Abb. 5.10b) etwa die im (α, α') -Experiment gefundenen Strukturen (Abb. 5.10c) wiedergibt, zeigen sich Unterschiede beim Vergleich der Verzweigungsverhältnisse. Die untere Schwelle für das in der (α, α') -Reaktion ermittelte Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{gs}$ wird von Pade ¹⁶⁾ zu $\langle \Gamma_{cc}/\Gamma \rangle_{19 \dots 33 \text{ MeV}} = (0,044 \pm 0,007) \%$ angegeben und beträgt damit nur etwa 15 % des im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Wertes $\langle \Gamma_{cc}/\Gamma \rangle_{19 \dots 29 \text{ MeV}} = (0,27 \pm 0,10) \%$. Auch der nach Abzug eines Kontinuums im Spektrum der inela-

stischen α -Streuung berechnete Wert ¹⁶⁾ $\langle \Gamma_{cc}/\Gamma \rangle_{19...33 \text{ MeV}} = (0,31 \pm 0,07) \%$ beträgt im Vergleich zum entsprechenden in dieser Arbeit ermittelten Wert $\langle \Gamma_{cc}/\Gamma \rangle_{19...29 \text{ MeV}} = (1,5 \pm 0,6) \%$ nur etwa 20 %. Unter Berücksichtigung der Unsicherheiten bei der Auswertung der Winkelkorrelationen (siehe Abschnitt 5.2.2) sind diese Unterschiede allerdings nicht signifikant. Weiterhin muß bemerkt werden, daß die Wahl des Kontinuums im jeweiligen Spektrum der inelastischen Streuung problematisch ist. Da das Kontinuum zu einem großen Anteil zum Wirkungsquerschnitt für inelastische Streuung beiträgt, wirkt sich bereits eine kleine Änderung in der Wahl des Kontinuums sehr stark auf die verbleibende Differenz aus.

Die oben genannten Unterschiede für die untere Schwelle von $\langle \Gamma_{cc}/\Gamma \rangle$ lassen sich qualitativ mit der Annahme erklären, daß bei der (α, α') -Messung ^{15,16)} unter $\vartheta_{\alpha'} = 7,1^\circ$ höhere Anteile an "knock-out"-Prozessen bzw. quasifreier Streuung zum Wirkungsquerschnitt für inelastische Streuung beitragen, als es bei den (α, α') -Messungen ¹⁴⁾ unter $\vartheta_{\alpha'} = 21^\circ$ und $\vartheta_{\alpha'} = 70^\circ$ oder bei der in dieser Arbeit verwendeten Schwerionenstreuung ($^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}'$) der Fall ist. Eine deutliche Reduzierung des Kontinuums bei Verwendung schwerer Projektile wurde beispielsweise auch bei der Untersuchung der GQR in ^{208}Pb durch inelastische ^6Li -Streuung ³⁸⁾ sowie bei der Untersuchung von Riesenresonanzen in ^{90}Zr und ^{208}Pb durch inelastische ^{16}O -Streuung ⁴³⁾ festgestellt.

Ein erstaunlich hoher Wert für das Verzweigungsverhältnis Γ_{cc}/Γ beim Zerfall des 2^+ -Zustandes bei $E_x(^{24}\text{Mg}) \approx 22 \text{ MeV}$ wurde von van der Borg et al. ⁴⁴⁾ durch Vergleich von Daten aus (α, α') -Streuung mit Messungen zum Strahlungseinfang ¹²⁾ $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \gamma_0)^{24}\text{Mg}$ abgeleitet zu $\Gamma_{cc}/\Gamma \approx 30 \%$. Ein derart hoher Wert kann auch unter Berücksichtigung aller Unsicherheiten bei der in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Untersuchung ausgeschlossen werden.

Eine interessante Methode zur Untersuchung des Zerfalls von ^{24}Mg in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ wurde vor kurzer Zeit von Wilczynski et al. ¹¹⁸⁾ sowie von Fulton et al. ¹¹⁹⁾ vorgestellt, die die Untersuchung des Zerfalls in inverser Kinematik (^{24}Mg -Strahl, ^{12}C -Target) durchführten. Die in Abb. 5.10d,e dargestellten Anregungsenergiespektren dieser Messungen für den Zerfall $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{gs}$ lassen deutliche Strukturen erkennen. Hierbei wurden zwei ^{12}C -Kerne unter kleinen Winkeln in Koinzidenz nachgewiesen. Die verwendete inverse Kinematik bewirkt dabei eine kinematische Fokussierung, so daß die Nachweiswahrscheinlichkeit

für die Zerfallsprozesse relativ hoch ist. Aufgrund der Unkenntnis des Wirkungsquerschnitts für den primären inelastischen Streuprozess konnten die Autoren beider Messungen bisher keine quantitative Aussage über das beobachtete Verzweigungsverhältnis machen. Weiterhin lassen die oben genannten Messungen nur die Analyse des Zerfallskanals $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{gs}$ zu. Zerfälle, bei denen ein ^{12}C -Kern oder beide ^{12}C -Kerne angeregt sind, können nicht eindeutig identifiziert werden, da sich drei ^{12}C -Kerne im Ausgangskanal befinden.

Die im (α, α') -Experiment (siehe Abb. 5.10c) gefundenen Strukturen bei $E_x(^{24}\text{Mg}) \approx 22 \text{ MeV}$ und $E_x(^{24}\text{Mg}) \approx 24 \text{ MeV}$ für den Zerfall $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{gs}$ wurden von Pade ¹⁶⁾ aufgrund gemessener Winkelkorrelationen als Zerfälle von 2^+ -Zuständen identifiziert. Diese Zuordnung wurde von Wilczynski et al. ¹¹⁸⁾ für die Struktur bei $E_x(^{24}\text{Mg}) \approx 22 \text{ MeV}$ bestätigt. Für die Strukturen bei $E_x(^{24}\text{Mg}) \approx 23,6 \text{ MeV}$ und $E_x(^{24}\text{Mg}) \approx 24,8 \text{ MeV}$ (siehe Abb. 5.10d) hielten Wilczynski et al. ¹¹⁸⁾ hingegen eine Zuordnung von $I^\pi = 0^+$ für wahrscheinlicher, sie konnten eine Zuordnung von $I^\pi = 2^+$, insbesondere für die Struktur bei $E_x(^{24}\text{Mg}) \approx 23,6 \text{ MeV}$ jedoch nicht ausschließen. Zuordnungen mit größerem Spin als $I = 2$ zeigten eine wesentlich schlechtere Übereinstimmung mit ihren Daten. In der vorliegenden Arbeit wurde aufgrund der geringen Anzahl der gemessenen Ereignisse die Winkelkorrelation für ein größeres Energieintervall und nicht für einzelne Strukturen betrachtet (siehe Abschnitt 5.2.2). Die Annahme einer Multipolarität von $L = 2$, die gleichbedeutend mit der Annahme ist, daß der größte Teil der im betrachteten Energiebereich zerfallenden Zustände von ^{24}Mg $I^\pi = 2^+$ hat, scheint im Vergleich mit den oben angeführten Messungen sinnvoll.

5.3 Abschließende Diskussion und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde der Zerfall $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ nach inelastischer Streuung von ^{16}O -Ionen mit $E(^{16}\text{O}) = 290 \text{ MeV}$ untersucht. Die Motivation zu diesen Messungen lag in der Fragestellung, ob es einen Zusammenhang zwischen den im $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -System beobachteten Resonanzstrukturen und Zuständen des ^{24}Mg -Kerns gibt. Mit der gewählten Meßmethode einer Dreifach-Koinzidenz zum Nachweis des gestreuten ^{16}O -Kerns und beider ^{12}C -Kerne

konnten die Zerfallsereignisse fast untergrundfrei nachgewiesen werden. Die geringe Strahlintensität in Verbindung mit dem extrem kleinen Wirkungsquerschnitt für den Zerfallsprozeß hatte jedoch zur Folge, daß nur wenige der oben genannten Zerfälle gemessen wurden.

Es wurden dabei Ereignisse aus den Zerfallskanälen $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{gs}$, $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_2(4,44 \text{ MeV})$ sowie $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_2(4,44 \text{ MeV}) + ^{12}\text{C}_2(4,44 \text{ MeV})$ beobachtet. Die Absolutnormierung der experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte für die genannten Zerfallsprozesse erfolgte durch Vergleich gemessener Winkelverteilungen für elastische und inelastische Streuung von ^{16}O an ^{24}Mg mit CC-Rechnungen.

Aufgrund der gleichzeitig unter zwei verschiedenen Winkeln gemessenen Zerfälle der Form $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{gs}$ konnten Annahmen über den Spin I der zerfallenden Zustände des $^{24}\text{Mg}^*$ -Kerns diskutiert werden. Hierbei wurde die PWBA-Näherung zugrundegelegt. Die im Experiment beobachtete Anisotropie ließ sich durch die Annahme einer Multipolarität $L = 2$ gut beschreiben, was für die zum Grundzustand beider ^{12}C -Kerne zerfallenden Zustände in $^{24}\text{Mg}^*$ eine Zuordnung $I^\pi = 2^+$ bedeuten würde. Auch eine in PWBA berechnete Winkelkorrelation mit $L = 6$ könnte die beobachtete Anisotropie beschreiben; eine solche Zuordnung scheint im Vergleich mit Experimenten anderer Autoren ^{16, 118)} allerdings weniger wahrscheinlich.

Unter der Annahme einer Multipolarität $L = 2$ wurden über den vollen Raumwinkel integrierte Wirkungsquerschnitte für den Zerfallskanal $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{gs}$ berechnet. Auf Grundlage dieser Werte konnte sowohl der beobachtete Anteil der isoskalaren $L = 2$ EWSR wie auch ein energiegemitteltes Verzweungsverhältnis abgeschätzt werden. Dieses Verzweungsverhältnis stimmt für den Zerfall von 2^+ -Zuständen in etwa mit der Vorhersage des statistischen Modells überein. Die Existenz hoher nicht-statistischer Komponenten, wie sie von Wilczynski et al. ¹¹⁸⁾ vermutet wurden, kann aufgrund der hier durchgeführten Experimente für diesen Zerfallskanal ausgeschlossen werden.

Für den Zerfallskanal $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_2(4,44 \text{ MeV})$ wurde der über den vollen Raumwinkel integrierte Wirkungsquerschnitt unter Annahme einer isotropen Winkelkorrelation bestimmt. Für das daraus abgeschätzte energiegemittelte Verzweungsverhältnis wurde im Energiebereich unterhalb $E_x(^{24}\text{Mg}) = 30 \text{ MeV}$

ebenfalls weitgehende Übereinstimmung mit der Vorhersage des statistischen Modells festgestellt. Im Energiebereich $30 \text{ MeV} \leq E_x(^{24}\text{Mg}) \leq 40 \text{ MeV}$ lag $\langle \Gamma_{cc}/\Gamma \rangle$ jedoch deutlich oberhalb der Vorhersage des statistischen Modells für Zerfälle von 2^+ , 4^+ oder 6^+ -Zuständen in ^{24}Mg . Messungen mit wesentlich kleinerem statistischem Fehler wären in diesem Energiebereich wünschenswert. Um solche Untersuchungen in vertretbarer Zeit durchführen zu können, sind jedoch deutlich höhere Strahlströme erforderlich, als sie bei den Messungen dieser Arbeit zur Verfügung standen (ca. 22 nA).

Weiterhin offen bleibt die Frage, in welchem Zusammenhang die in der $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Streuung beobachteten Strukturen ⁵⁾ zu Zuständen des ^{24}Mg -Kerns stehen. Während die Resonanzen im $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -System im Anregungsenergiebereich $20 \text{ MeV} \leq E_x(^{24}\text{Mg}) \leq 26 \text{ MeV}$ vorwiegend $I^\pi = 4^+, 6^+, 8^+$ besitzen ¹²⁰⁻¹²²⁾, deuten die Untersuchungen des Zerfalls $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{gs}$ mehr auf eine Zuordnung $I^\pi = 2^+$ hin, so daß ein Zusammenhang mit den $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Strukturen weniger wahrscheinlich ist. Aufgrund der Unsicherheiten durch große statistische Fehler bzw. durch nur auf wenige Meßpunkte gestützte Winkelkorrelationen lassen sich kleinere Beiträge mit höherem Spin als $I = 2$ bisher nicht ausschließen. Eine Zuordnung von $I^\pi = 2^+$ legt einen Zusammenhang mit dem hochenergetischen Teil der isoskalaren elektrischen Quadrupol-Riesenresonanz nahe, die in ^{24}Mg über einen weiten Anregungsenergiebereich in viele Zustände fragmentiert ist ⁴⁴⁾. Im Energiebereich oberhalb $E_x(^{24}\text{Mg}) = 30 \text{ MeV}$ liegen im $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -System mögliche "molekulare Resonanzen" ^{5, 123)} mit $I^\pi = 12^+, 14^+$. Ob ein Zusammenhang dieser Resonanzen mit dem relativ hohen im Zerfallskanal $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + ^{12}\text{C}_{2+}(4,44 \text{ MeV})$ beobachteten Verzweungsverhältnis besteht, ist eine weitere interessante Fragestellung.

AnhangTabelle A1: Winkelverteilungen der elastischen und inelastischen Streuung von ^{16}O an ^{24}Mg bei $E(^{16}\text{O}) = 320 \text{ MeV}$

Für die Normierungsfaktoren gilt:

 $f_1 = 1,33$ bei Anpassung an eine Rechnung nach dem optischen Modell, siehe Abschnitt 5.1.2, Abb. 5.2 $f_1 = 1,92$ bei Anpassung an einen Fit mit der CC-Methode, siehe Abschnitt 5.1.2, Abb. 5.3

a) Elastische Streuung

ϑ_{Lab}	Θ_{cm}	$f_1 \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega(^{16}\text{O}^\circ)} / \frac{\text{mb}}{\text{sr}}$	ϑ_{Lab}	Θ_{cm}	$f_1 \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega(^{16}\text{O}^\circ)} / \frac{\text{mb}}{\text{sr}}$
4,0°	6,70°	7233,6 ± 71,0	10,0°	16,73°	0,893 ± 0,062
4,5°	7,54°	4276,9 ± 49,0	10,5°	17,57°	1,137 ± 0,072
5,0°	8,37°	1107,2 ± 32,3	11,0°	18,40°	1,882 ± 0,091
5,5°	9,21°	658,7 ± 18,8	11,5°	19,24°	0,718 ± 0,045
6,0°	10,05°	559,1 ± 8,9	12,0°	20,07°	0,181 ± 0,019
6,5°	10,88°	98,9 ± 1,2	12,5°	20,90°	0,247 ± 0,033
7,0°	11,72°	65,5 ± 1,3	13,0°	21,74°	0,304 ± 0,023
7,5°	12,56°	73,7 ± 1,3	13,5°	22,57°	0,134 ± 0,027
8,0°	13,39°	21,23 ± 0,62	14,0°	23,40°	0,057 ± 0,011
8,5°	14,23°	4,98 ± 0,20	14,5°	24,23°	0,039 ± 0,011
9,0°	15,06°	11,95 ± 0,28	15,0°	25,06°	0,057 ± 0,015
9,5°	15,90°	6,72 ± 0,20			

b) Inelastische Streuung zum 2^+ -Zustand von ^{24}Mg bei $E_x = 1,369 \text{ MeV}$

ϑ_{Lab}	Θ_{cm}	$f_1 \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega(^{16}\text{O}^\circ)} / \frac{\text{mb}}{\text{sr}}$	ϑ_{Lab}	Θ_{cm}	$f_1 \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega(^{16}\text{O}^\circ)} / \frac{\text{mb}}{\text{sr}}$
4,0°	6,71°	273,3 ± 13,8	10,0°	16,76°	7,95 ± 0,19
4,5°	7,55°	229,8 ± 11,3	10,5°	17,59°	2,53 ± 0,11
5,0°	8,39°	298,1 ± 16,7	11,0°	18,43°	1,781 ± 0,088
5,5°	9,22°	84,2 ± 6,7	11,5°	19,26°	2,840 ± 0,089
6,0°	10,06°	44,8 ± 2,5	12,0°	20,10°	1,786 ± 0,060
6,5°	10,90°	91,4 ± 1,1	12,5°	20,93°	0,762 ± 0,057
7,0°	11,74°	25,05 ± 0,82	13,0°	21,77°	0,877 ± 0,039
7,5°	12,58°	12,01 ± 0,54	13,5°	22,60°	0,881 ± 0,069
8,0°	13,41°	28,58 ± 0,72	14,0°	23,43°	0,471 ± 0,031
8,5°	14,25°	15,88 ± 0,36	14,5°	24,27°	0,312 ± 0,032
9,0°	15,09°	3,53 ± 0,15	15,0°	25,10°	0,279 ± 0,033
9,5°	15,92°	8,19 ± 0,23			

c) Inelastische Streuung zum 4^+ -Zustand von ^{24}Mg bei $E_x = 4,123 \text{ MeV}$ und zum 2^+ -Zustand von ^{24}Mg bei $E_x = 4,239 \text{ MeV}$

ϑ_{Lab}	Θ_{cm}	$f_1 \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega(^{\circ})} / \frac{\text{mb}}{\text{sr}}$
4,0°	6,73°	27,8 ± 4,4
4,5°	7,57°	24,7 ± 3,7
5,0°	8,41°	35,7 ± 5,8
5,5°	9,25°	22,5 ± 3,5
6,0°	10,09°	4,56 ± 0,81
6,5°	10,93°	11,95 ± 0,41
7,0°	11,77°	9,57 ± 0,51
7,5°	12,61°	3,13 ± 0,28
8,0°	13,45°	3,35 ± 0,25
8,5°	14,29°	5,22 ± 0,21
9,0°	15,13°	2,70 ± 0,13
9,5°	15,97°	1,02 ± 0,08

ϑ_{Lab}	Θ_{cm}	$f_1 \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega(^{\circ})} / \frac{\text{mb}}{\text{sr}}$
10,0°	16,81°	2,068 ± 0,095
10,5°	17,65°	1,883 ± 0,093
11,0°	18,49°	0,877 ± 0,062
11,5°	19,32°	0,705 ± 0,044
12,0°	20,16°	0,922 ± 0,043
12,5°	21,00°	0,831 ± 0,060
13,0°	21,83°	0,323 ± 0,023
13,5°	22,67°	0,395 ± 0,046
14,0°	23,51°	0,358 ± 0,027
14,5°	24,34°	0,277 ± 0,030
15,0°	25,18°	0,179 ± 0,026

Tabelle A2: Winkelverteilungen der elastischen und inelastischen Streuung von ^{16}O an ^{24}Mg bei $E(^{16}\text{O}) = 290 \text{ MeV}$

Für die Normierungsfaktoren gilt:

$f_2 = 0,54$ bei Anpassung an eine Rechnung nach dem optischen Modell, siehe Abschnitt 5.1.2, Abb. 5.2

$f_2 = 0,87$ bei Anpassung an einen Fit mit der CC-Methode, siehe Abschnitt 5.1.2, Abb. 5.3

Bei den Anpassungen an die theoretischen Kurven (siehe Abb. 5.2 und Abb. 5.3) mußten die hier angegebenen Winkel Θ_{cm} um $+0,7^\circ$ erhöht werden.

a) Elastische Streuung

b) Inelastische Streuung zum 2^+ -Zustand von ^{24}Mg bei $E_x = 1,369 \text{ MeV}$

ϑ_{Lab}	Θ_{cm}	$f_2 \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega(^{16}\text{O}')} / \frac{\text{mb}}{\text{sr}}$
4,11°	6,88°	3481,9 ± 26,2
4,61°	7,72°	1278,4 ± 9,7
5,11°	8,55°	452,0 ± 4,4
5,61°	9,39°	389,9 ± 4,9
6,11°	10,23°	194,0 ± 2,9
6,61°	11,06°	43,3 ± 1,3
7,11°	11,90°	47,9 ± 1,1

ϑ_{Lab}	Θ_{cm}	$f_2 \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega(^{16}\text{O}')} / \frac{\text{mb}}{\text{sr}}$
4,11°	6,89°	65,3 ± 3,6
4,61°	7,74°	173,4 ± 3,6
5,11°	8,56°	92,3 ± 2,0
5,61°	9,40°	15,86 ± 0,98
6,11°	10,25°	48,7 ± 1,5
6,61°	11,08°	42,5 ± 1,3
7,11°	11,92°	11,10 ± 0,51

c) Inelastische Streuung zum 4^+ -Zustand von ^{24}Mg bei $E_x = 4,123 \text{ MeV}$ und zum 2^+ -Zustand von ^{24}Mg bei $E_x = 4,239 \text{ MeV}$

ϑ_{Lab}	Θ_{cm}	$f_2 \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega(^{16}\text{O}')} / \frac{\text{mb}}{\text{sr}}$
4,11°	6,92°	6,8 ± 1,2
4,61°	7,76°	15,1 ± 1,1
5,11°	8,60°	15,11 ± 0,79
5,61°	9,44°	3,96 ± 0,49
6,11°	10,28°	3,19 ± 0,38
6,61°	11,12°	6,88 ± 0,53
7,11°	11,96°	4,70 ± 0,33

Literaturverzeichnis

- 1) D.A. Bromley, J.A. Kuehner, E. Almqvist
Phys. Rev. Lett. 4 (1960) 365
- 2) E. Almqvist, D.A. Bromley, J.A. Kuehner
Phys. Rev. Lett. 4 (1960) 515
- 3) D.A. Bromley, J.A. Kuehner, E. Almqvist
Phys. Rev. 123 (1961) 878
- 4) D.A. Bromley
Lecture Notes in Physics 156 (1982) 3
- 5) K.A. Erb, D.A. Bromley
in: D.A. Bromley (ed.), Treatise on Heavy-Ion Science, Vol. 3,
Plenum Press, New York-London 1985
- 6) R.H. Lemmer, C. Toepffer
Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 26
- 7) N.K. Sherman
Phys. Lett. 4 (1963) 138
- 8) A.H. Chung, W.T. Diamond, A.E. Litherland, H.L. Pai, J. Goldemberg
Phys. Lett. 53B (1974) 244
- 9) A.M. Sandorfi, L.R. Killus, H.W. Lee, A.E. Litherland
Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 1248
- 10) A.M. Sandorfi, J.R. Calarco, R.E. Rand, H.A. Schwettman
Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 1615
- 11) A.M. Sandorfi
in: D.A. Bromley (ed.), Treatise on Heavy-Ion Science, Vol. 2,
Plenum Press, New York-London 1985
- 12) A.M. Sandorfi, A.M. Nathan
Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 1252
- 13) A.M. Nathan, A.M. Sandorfi, T.J. Bowles
Phys. Rev. C24 (1981) 932
- 14) J. Wilczynski, K. van der Borg, H.T. Fortune, J. van Popta,
R.H. Siemssen, K. Siwek-Wilczynska, S.Y. van der Werf,
A. van der Woude
Nucl. Phys. A334 (1980) 317
- 15) S. Lawitzki, D. Pade, B. Gonsior, C.D. Uhlhorn, S. Brandenburg,
M.N. Harakeh, H.W. Wilschut
Phys. Lett. 174B (1986) 246
- 16) D. Pade
Dissertation, Ruhr-Universität Bochum 1986

- 17) W. Bothe, W. Gentner
Z. Phys. **106** (1937) 236
- 18) A. Migdal
J. Phys. (Moscow) **8** (1944) 331
- 19) G.C. Baldwin, G.S. Klaiber
Phys. Rev. **71** (1947) 3
- 20) G.C. Baldwin, G.S. Klaiber
Phys. Rev. **73** (1948) 1156
- 21) B.L. Berman, S.C. Fultz
Rev. Mod. Phys. **47** (1975) 713
- 22) R. Bergere
Lecture Notes in Physics **61** (1977) 1
- 23) M. Goldhaber, E. Teller
Phys. Rev. **74** (1948) 1046
- 24) H. Steinwedel, J.H.D. Jensen
Z. Naturforsch. **5a** (1950) 413
- 25) M. Danos, W. Greiner
Phys. Rev. [Sect.] **B134** (1964) 284
- 26) W.D. Myers, W.J. Swiatecki, T. Kodama, L.J. El-Jaick, E.R. Hilf
Phys. Rev. **C15** (1977) 2032
- 27) M. Danos
Ann. Phys. (Leipzig) **10** (1952) 265
- 28) H. Überall
Electron Scattering from Complex Nuclei, Part B, Academic Press,
New York-London 1971
- 29) J.D. Walecka
Phys. Rev. **126** (1962) 653
- 30) C. Werntz, H. Überall
Phys. Rev. **149** (1966) 762
- 31) F.E. Bertrand
Annu. Rev. Nucl. Sci. **26** (1976) 457
- 32) F.E. Bertrand
Nucl. Phys. **A354** (1981) 129c
- 33) R. Pittman, T. Walcher
Phys. Lett. **36B** (1971) 563
- 34) S. Fukuda, Y. Torizuka
Phys. Rev. Lett. **29** (1972) 1109

- 35) M.B. Lewis, F.E. Bertrand
Nucl. Phys. **A196** (1972) 337
- 36) G.R. Satchler
Phys. Rep. **14** (1974) 97
- 37) J. Speth, A. van der Woude
Rep. Prog. Phys. **44** (1981) 719
- 38) H.J. Gils, H. Rebel, J. Buschmann, H. Klewe-Nebenius
Phys. Lett. **68B** (1977) 427
- 39) M. Buenerd, D. Lebrun, J. Chauvin, Y. Gaillard, J.M. Loiseaux, P. Martin, G. Perrin, P. de Saintignon
Phys. Rev. Lett. **40** (1978) 1482
- 40) P. Doll, D.L. Hendrie, J. Mahoney, A. Menchaca-Rocha, D.K. Scott, T.J.M. Symons, K. Van Bibber, Y.P. Viyogi, H. Wieman
Phys. Rev. Lett. **42** (1979) 366
- 41) R. Kamermans, J. van Driel, H.P. Morsch, J. Wilczynski, A. van der Woude
Phys. Lett. **82B** (1979) 221
- 42) U. Garg, P. Bogucki, J.D. Bronson, Y.W. Lui, K. Nagatani, E. Takada, N. Takahashi, T. Tamaya, D.H. Youngblood
Phys. Lett. **93B** (1980) 39
- 43) T.P. Sjoreen, F.E. Bertrand, R.L. Auble, E.E. Gross, D.J. Horen, D. Shapira, D.B. Wright
Phys. Rev. **C29** (1984) 1370
- 44) K. van der Borg, M.N. Harakeh, A. van der Woude
Nucl. Phys. **A365** (1981) 243
- 45) J.M. Moss, C.M. Rozsa, J.D. Bronson, D.H. Youngblood
Phys. Lett. **53B** (1974) 51
- 46) K.T. Knöpfle, G.J. Wagner, H. Breuer, M. Rogge, C. Mayer-Böricke
Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 779
- 47) G.C. Yang, P.P. Singh, A. van der Woude, A.G. Drentje
Phys. Rev. **C13** (1976) 1376
- 48) D.H. Youngblood, J.M. Moss, C.M. Rozsa, J.D. Bronson, A.D. Bacher, D.R. Brown
Phys. Rev. **C13** (1976) 994
- 49) M.N. Harakeh, A.R. Arends, M.J.A. de Voigt, A.G. Drentje, S.Y. van der Werf, A. van der Woude
Nucl. Phys. **A265** (1976) 189
- 50) K.T. Knöpfle, G.J. Wagner, A. Kiss, M. Rogge, C. Mayer-Böricke, T. Bauer
Phys. Lett. **64B** (1976) 263

- 51) A. Kiss, C. Mayer-Böricke, M. Rogge, P. Turek, S. Wiktor
Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 1188
- 52) K. van der Borg, M.N. Harakeh, S.Y. van der Werf, A. van der Woude,
F.E. Bertrand
Phys. Lett. **67B** (1977) 405
- 53) D.H. Youngblood, C.M. Rozsa, J.M. Moss, D.R. Brown, J.D. Bronson
Phys. Rev. **C15** (1977) 1644
- 54) G.J. Wagner
in: C.H. Dasso, R.A. Broglia, A. Winther (eds.), Nuclear Physics,
North-Holland Publishing Co., Amsterdam 1982, p. 385
- 55) L.S. Cardman
Nucl. Phys. **A354** (1981) 173c
- 56) A. Moalem, W. Benenson, G.M. Crawley, T.L. Khoo
Phys. Lett. **61B** (1976) 167
- 57) D.H. Youngblood, A.D. Bacher, D.R. Brown, J.D. Bronson, J.M. Moss,
C.M. Rozsa
Phys. Rev. **C15** (1977) 246
- 58) A. Moalem
Nucl. Phys. **A281** (1977) 461
- 59) K.T. Knöpfle, G.J. Wagner, P. Paul, H. Breuer, C. Mayer-Böricke,
M. Rogge, P. Turek
Phys. Lett. **74B** (1978) 191
- 60) T. Yamagata, K. Iwamoto, S. Kishimoto, B. Saeki, K. Yuasa, M. Tanaka,
T. Fukuda, K. Okada, I. Miura, M. Inoue, H. Ogata
Phys. Rev. Lett. **40** (1978) 1628
- 61) K.T. Knöpfle
Habilitationsschrift, Universität Heidelberg 1979
- 62) K.T. Knöpfle, H. Riedesel, K. Schindler, G.J. Wagner, C. Mayer-Böricke,
W. Oelert, M. Rogge, P. Turek
Phys. Rev. Lett. **46** (1981) 1372
- 63) F. Zwarts
Thesis, Rijksuniversiteit Groningen 1983
- 64) F. Zwarts, A.G. Drentje, M.N. Harakeh, A. van der Woude
Nucl. Phys. **A439** (1985) 117
- 65) E. Kuhlmann, E. Ventura, J.R. Calarco, D.G. Mavis, S.S. Hanna
Phys. Rev. **C11** (1975) 1625
- 66) F.E. Bertrand, K. van der Borg, A.G. Drentje, M.N. Harakeh,
J. van der Plicht, A. van der Woude
Phys. Rev. Lett. **40** (1978) 635

- 67) G.R. Satchler
Direct Nuclear Reactions, Oxford University Press, New York 1983
- 68) P.E. Hodgson
Nuclear Reactions and Nuclear Structure, Clarendon Press, Oxford 1971
- 69) D.F. Jackson
Nuclear Reactions, Methuen & Co., London 1970
- 70) J. Raynal
in: Computing as a Language of Physics, IAEA, Vienna 1972
- 71) J. Raynal
Phys. Rev. C23 (1981) 2571
- 72) A. Bohr, B.R. Mottelson
Nuclear Structure, Vol. II, W.A. Benjamin, Reading, Mass. 1975
- 73) R.H. Bassel, G.R. Satchler, R.M. Drisko, E. Rost
Phys. Rev. 128 (1962) 2693
- 74) M.N. Harakeh
BEL, Internal Report KVI-77 (1981)
- 75) A.M. Bernstein
in: M. Baranger, E. Vogt (eds.), Advances in Nuclear Physics, Vol. 3,
Plenum Press, New York-London 1969, p. 325
- 76) G. Finkel, D. Ashery, A.I. Yavin, A. Boudard, G. Bruge, A. Chaumeaux,
M. Rouger
Phys. Rev. C19 (1979) 1782
- 77) H. Feshbach
in: F. Ajzenberg-Selove (ed.), Nuclear Spectroscopy, Part B,
Academic Press, New York-London 1960
- 78) W. Hauser, H. Feshbach
Phys. Rev. 87 (1952) 366
- 79) M.N. Harakeh, D.H. Dowell, G. Feldman, E.F. Garman, R. Loveman,
J.L. Osborne, K.A. Snover
Phys. Lett. 176B (1986) 297
- 80) F. Pühlhofer
Nucl. Phys. A280 (1977) 267
- 81) W. Dilg, W. Schantl, H. Vonach, M. Uhl
Nucl. Phys. A217 (1973) 269
- 82) D.W. Lang
Nucl. Phys. 42 (1963) 353
- 83) A.G. Drentje
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B9 (1985) 526

- 84) A.G. Drentje
Phys. Scr. T3 (1983) 45
- 85) J. Arianer, R. Geller
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 31 (1981) 19
- 86) V. Bechtold, N. Chan-Tung, S. Dousson, R. Geller, B. Jacquot, Y. Jongen
Nucl. Instrum. Methods 178 (1980) 305
- 87) R. Geller
IEEE Trans. Nucl. Sci. 26 (1979) 2120
- 88) O.C. Dermois
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 195 (1982) 435
- 89) W.K. van Asselt
KVI Annual Report (1984) 105
- 90) W.K. van Asselt, O.C. Dermois, A.G. Drentje, H.W. Schreuder
KVI Annual Report (1983) 76
- 91) A.G. Drentje, H.A. Enge, S.B. Kowalski
Nucl. Instrum. Methods 122 (1974) 485
- 92) A.G. Drentje, R.J. de Meijer, H.A. Enge, S.B. Kowalski
Nucl. Instrum. Methods 133 (1976) 209
- 93) S. Brandenburg
Thesis, Rijksuniversiteit Groningen 1985
- 94) H.A. Enge
Nucl. Instrum. Methods 162 (1979) 161
- 95) J. van der Plicht, J.C. Vermeulen
Nucl. Instrum. Methods 156 (1978) 103
- 96) J.C. Vermeulen, J. van der Plicht, A.G. Drentje, L.W. Put, J. van Driel
Nucl. Instrum. Methods 180 (1981) 93
- 97) A.G. Drentje, A.M. van den Berg, J.M.R. van der Blij, J.H. van Dijk,
M.N. Harakeh, J.J. Sljbring
KVI Annual Report (1981) 94
- 98) J. Barrette, P. Braun-Munzinger, C.K. Gelbke
Nucl. Instrum. Methods 126 (1975) 181
- 99) S. Lawitzki
Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum 1982
- 100) D. Pade
Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum 1982
- 101) P.A. Kroon, F. Sporrel, R.D. Alkema
KVI Annual Report (1984) 121

- 102) P.A. Kroon, F. Sporrel
KVI Annual Report (1981) 87
- 103) K. van der Borg
Thesis, Rijksuniversiteit Groningen 1979
- 104) L.C. Northcliffe, R.F. Schilling
Nucl. Data Tables A7 (1970) 233
- 105) D. Sprengel
Dissertation, Ruhr-Universität Bochum 1984
- 106) A.M. Baldin, W.I. Goldanskij, I.L. Rosental
Kinematik der Kernreaktionen, Akademie-Verlag, Berlin 1963
- 107) H.D. Betz
Rev. Mod. Phys. 44 (1972) 465
- 108) R.O. Sayer
Rev. Phys. Appl. 12 (1977) 1543
- 109) G.R. Satchler, M.L. Halbert, N.M. Clarke, E.E. Gross, C.B. Fulmer,
A. Scott, D. Martin, M.D. Cohler, D.C. Hensley, C.A. Ludemann,
J.G. Cramer, M.S. Zisman, R.M. DeVries
Nucl. Phys. A298 (1978) 313
- 110) J.S. Blair
Phys. Rev. 115 (1959) 928
- 111) J.G. Cramer, R.M. DeVries, D.A. Goldberg, M.S. Zisman, C.F. Maguire
Phys. Rev. C14 (1976) 2158
- 112) J. Rapaport, V. Kulkarni, R.W. Finlay
Nucl. Phys. A330 (1979) 15
- 113) F.G. Perey
Phys. Rev. 131 (1963) 745
- 114) J.R. Hulzenga, G. Igo
Nucl. Phys. 29 (1962) 462
- 115) A. Gobbi, ANL Report 7837 (1971) 63
nach R. Bass, Nuclear Reactions with Heavy Ions, Springer-Verlag,
Berlin-Heidelberg-New York 1980, p. 35
- 116) F. Ajzenberg-Selove
Nucl. Phys. A392 (1983) 1
- 117) P.M. Endt, C. van der Leun
Nucl. Phys. A310 (1978) 1
- 118) J. Wilczynski, K. Siwek-Wilczynska, Y. Chan, E. Chavez, S.B. Gazes,
R.G. Stokstad
Phys. Lett. 181B (1986) 229

- 119) B.R. Fulton, S.J. Bennett, C.A. Ogilvie, J.S. Lilley, D.W. Banes,
W.D.M. Rae, S.C. Allcock, R.R. Betts, A.E. Smith
Phys. Lett. **181B** (1986) 233
- 120) K.A. Erb, R.R. Betts, S.K. Korotky, M.M. Hindi, P.P. Tung, M.W. Sachs,
S.J. Willett, D.A. Bromley
Phys. Rev. **C22** (1980) 507
- 121) E.R. Cosman, R.J. Ledoux, M.J. Bechara, C.E. Ordonez, H.A. Al-Juwair
Lecture Notes in Physics **156** (1982) 112
- 122) W. Treu, H. Fröhlich, P. Dück, H. Voit
Phys. Rev. **C28** (1983) 237
- 123) T.M. Cormier, C.M. Jachcinski, G.M. Berkowitz, P. Braun-Munzinger,
P.M. Cormier, M. Gai, J.W. Harris, J. Barrette, H.E. Wegner
Phys. Rev. Lett. **40** (1978) 924

Herrn Prof. Dr. B. Gonsior danke ich für die Stellung des Themas und für viele nützliche Hinweise und klärende Diskussionen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. M.N. Harakeh (Freie Universität Amsterdam), Herrn T.D. Poelhekkens (KVI Groningen) und Herrn Dr. H.W. Wilschut (KVI Groningen) für die tatkräftige Unterstützung bei den Messungen und für die zahlreichen Diskussionen, die zum Gelingen dieser Arbeit beitrugen.

Ich danke dem KVI Groningen unter Leitung von Prof. Dr. R.H. Siemssen für die Überlassung von Strahlzeit am dortigen AVF-Zyklotron. Allen Mitarbeitern des KVI Groningen sei für die freundschaftliche Zusammenarbeit und ständige Hilfsbereitschaft gedankt.

Besonders danken möchte ich Herrn Dipl.-Phys. D. Pade für die gute Zusammenarbeit bei der Vorbereitung und Durchführung der Experimente sowie Herrn M. Rosengarth für die Mithilfe bei den Strahlzeiten.

Bei allen anderen Mitarbeitern des Lehrstuhls für Experimentalphysik III und der Werkstätten bedanke ich mich für die freundliche und fachkundige Unterstützung.

Mein Dank gilt auch Herrn Dr. C.D. Uhlhorn (BMFT) für viele anregende Diskussionen und für die Durchsicht des Manuskripts dieser Arbeit.

Diese Arbeit wurde durch Mittel der DFG gefördert.

Lebenslauf

Name: Stephan Lawitzki

Geburtsdatum: 02.05.1957

Geburtsort: München

Eltern: Leo Lawitzki, Bauingenieur
Gerda Lawitzki geb. Wiemer

Familienstand: verheiratet seit Mai 1983 mit der Diplom-
Chemikerin Annette Lawitzki geb. Sackmann

Schulbildung:

1964-1967 Besuch der Volksschule in Solingen

1967-1976 Besuch des Humboldtgymnasiums in Solingen

Juni 1976 Reifeprüfung

Berufsausbildung:

Oktober 1976 Aufnahme des Studiums der Physik an der Ruhr-
Universität Bochum

Oktober 1978 Ablegung der Diplom-Vorprüfung in Physik

April 1982 Ablegung der Diplomprüfung in Physik
Wahlfach: Elektronik
Thema der Diplomarbeit:
Kinematische Koinzidenzen und Einsatz orts-
empfindlicher Ionisationskammerteleskope zur
Messung kleiner Wirkungsquerschnitte

seit Mai 1982 Anstellung als Wissenschaftlicher Mitarbeiter
am Institut für Experimentalphysik III
in der Arbeitsgruppe Kernspektroskopie von
Prof. Dr. B. Gonsior

Bochum, den 29.12.1986

